

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ**  
**ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**ГОРОДСКОГО ХОЗЯЙСТВА имени А. Н. БЕКЕТОВА**

**К. К. НАМИТОКОВ**

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ**

**ПО ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ**

**(ТОМ II. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ)**

*(для высших технических учебных заведений)*

**Харьков**  
**ХНУГХ им. А. Н. Бекетова**  
**2017**

УДК 537.6/.8(075.8)  
Н24

**Автор**

**Намитоков Кемаль Кадырович** – доктор технических наук, профессор

**Рецензент**

**Карась Вячеслав Игнатьевич** – доктор физико-математических наук, профессор

Рекомендовано к печати Ученым советом Харьковского национального университета  
городского хозяйства имени А. Н. Бекетова,  
протокол № 10 от 03 марта 2017 г.

**Намитоков, К. К.**

Н24      Конспект лекций по технической физике. В 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм : [учеб. пособие] для высш. техн. учеб. заведений / К. К. Намитоков ; Харьков. нац. ун-т гор. хоз-ва им. А. Н. Бекетова. – Харьков : ХНУГХ им. А. Н. Бекетова, 2017. – 440 с.

Настоящий трёхтомник «Конспект лекций по технической физике» (1-й том – Механика, молекулярная физика, термодинамика; 2-й том – Электричество и магнетизм; 3-й том – Оптика, атомная физика и светотехника) составлен на основе лекций, которые читались автором в разное время и для различных категорий слушателей – студентов, магистров и аспирантов вузов, а также дипломированных инженеров на курсах и в институтах усовершенствования квалификации. Это, конечно, отразилось на содержании, структуре и форме изложения, хотя автор при обобщении и переработке первичных материалов лекций стремился учесть и сложившиеся традиции, и современные требования к учебным пособиям для технических вузов, сохранив при этом изначально обозначенные приоритеты – акценты на прикладные аспекты рассматриваемых физических явлений, законов и формул.

Конспект лекций рекомендован студентам, аспирантам и преподавателям технических вузов как учебное пособие, а также инженерно-техническим работникам, желающим самостоятельно восстановить и повысить свои профессиональные знания по физике.

УДК 537.6/.8(075.8)

© К. К. Намитоков, 2017

© ХНУГХ им. А. Н. Бекетова, 2017

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие ко II тому.....	4
Глава 1 Электростатика.....	5
1.1 Электростатическое поле и его характеристики.....	5
1.2 Электризация проводников.....	13
1.3 Емкость проводников. Конденсаторы.....	18
1.4 Поляризация диэлектриков.....	23
1.5 Электрокинетические и электрокапиллярные явления.....	34
1.6 Электростатические приборы и устройства.....	40
Глава 2 Постоянный электрический ток.....	49
2.1 Основные законы постоянного тока.....	49
2.2 Источники тока.....	56
2.3 Расчет электрических цепей постоянного тока.....	64
2.4 Электронагревательные приборы и устройства.....	72
2.5 Тепловые источники света.....	80
Глава 3 Постоянный ток в металлах.....	87
3.1 Электрическое сопротивление металлов.....	87
3.2 Сверхпроводящие приборы и устройства.....	96
3.3 Работа выхода электрона из металла. Электронная эмиссия.....	104
3.4 Термоэлектрические явления в контактах.....	112
3.5 Сопротивление контактов.....	122
Глава 4 Ток в электролитах.....	130
4.1 Основные законы электролиза.....	130
4.2 Основы электрохимии.....	138
4.3 Электрохимические процессы в технике.....	146
4.4 Гальванотехника.....	153
4.5 Коррозия металлов.....	160
Глава 5 Ток в газах.....	169
5.1 Виды газовых разрядов.....	169
5.2 Плазма газового разряда.....	185
5.3 Газоразрядные источники света.....	209
5.4 Электроэрозионные явления.....	222
5.5 Электроплазменная обработка материалов.....	232
Глава 6 Магнитное поле.....	244
6.1 Магнитное поле и его характеристики.....	244
6.2 Магнитные свойства веществ.....	254
6.3 Магнитные материалы в технике.....	265
6.4 Магниты. Расчет магнитных цепей.....	273
6.5 Магнитное поле Земли.....	279
6.6 Магнитные явления в космосе.....	287
Глава 7 Электромагнетизм.....	293
7.1 Действие магнитного поля на проводник с током.....	293
7.2 Явление электромагнитной индукции.....	296
7.3 Электроизмерительные приборы.....	306
7.4 Электрические генераторы и двигатели.....	316
7.5 Техника высоких частот.....	325
Глава 8 Электромагнитные колебания и волны.....	335
8.1 Собственные электромагнитные колебания.....	335
8.2 Переменный ток.....	344
8.3 Трансформаторы.....	355
8.4 Уравнение Максвелла.....	364
8.5 Электромагнитные волны.....	370
8.6 Элементы радиотехники.....	382
8.7 Радиоволны в космосе.....	392
Глава 9 Электроника.....	401
9.1 Газоразрядные приборы и устройства.....	401
9.2 Основы полупроводниковой электроники.....	410
9.3 Полупроводниковые приборы.....	417
9.4 Электроннолучевые приборы.....	428
9.5 Элементы автоматики.....	432

## **Шановні колеги!**

Наближається 100-літній ювілей Харківського національного університету міського господарства імені О. М. Бекетова. У його стінах у різний час працювали відомі вчені й талановиті педагоги, імена яких стали гордістю вітчизняної науки й техніки.

Безкорислива та творча праця багатьох поколінь педагогів і вчених університету сприяла тому, що він став одним з провідних вищих навчальних закладів країни. Динамічно розвиваючись, університет успішно готує високопрофесійних спеціалістів не тільки для України, але й для багатьох країн зарубіжжя.

Тут бережливо ставляться до наукових традицій і спадку видатних учених. Високої оцінки сучасників заслуговує наукова та педагогічна діяльність Намітокова Кемалія Кадіровича (1923 – 2014). Професор, доктор технічних наук, заслужений діяч науки й техніки України, почесний професор університету, він став одним із засновників наукової школи електроапаратів, світлотехніки та джерел світла, брав участь у становленні кафедри університету «Світлотехніка та джерела світла».

Намітоков К. К. належить до плеяди видатних учених і педагогів України. Колектив університету, наукові соратники та учені шанують пам'ять і вклад К. К. Намітокова, вдосконалюють і розвивають досягненої започаткованої ним наукової школи. Проводиться робота щодо видання його наукових праць, підготовлених за життя, оскільки ми усвідомлюємо важливість кропіткої праці Кемалія Кадіровича для формування, виховання, становлення молодого покоління вчених.

У 2015 році університет видав перший том наукових праць К. К. Намітокова «Конспект лекцій з технічної фізики» (Механіка, молекулярна фізика, термодинаміка), який спричинив невідому зацікавленість наукової спільноти. Другий том наукового конспекту Кемаль Кадірович залишив у рукописі й не встиг підготувати до видання внаслідок важкої хвороби. Учні та послідовниками К. К. Намітокова – професорами В. І. Карасем, В. Ф. Харченко та інженером Т. Ю. Четверіковою було проведено велику й кропітку роботу щодо відновлення рукописних матеріалів ученого, а також здійснено підготовку до видання наступного тому.

Конспект лекцій К. К. Намітокова з технічної фізики (том II — Електрика та магнетизм) рекомендований для вивчення студентами, аспірантами й викладачами технічних вищих навчальних закладів як навчальний посібник та інженерно-технічним робітникам, які бажають самостійно підвищити професійний рівень із технічної фізики.

Видання наукової праці професора К. К. Намітокова стане гідним внеском у наукову скарбницю України.

З глибокою повагою до праці істинного вченого й педагога  
**ректор, професор В. М. Бабаєв**

## ГЛАВА 1 ЭЛЕКТРОСТАТИКА

### 1.1 Электростатическое поле и его характеристики

Взаимодействие электрических зарядов носит «полевой» характер в соответствии с современной концепцией «близкодействия», уже излагавшейся в I томе, применительно к гравитационному полю. Это означает, что любой электрический заряд создает в окружающем пространстве особое состояние материи – «электрическое поле», которое проявляется в действии некоторой силы (притяжения или отталкивания) на помещенный в него «пробный» заряд. При этом сам «пробный» заряд также создает поле, действующее на первый заряд с равной противоположно направленной силой (согласно третьему закону Ньютона) и, следовательно, всегда в какой-то мере изменяет поле, в которое он вносится. Если «пробный» заряд достаточно мал, то этим искажением поля можно пренебречь.

Поле, созданное неподвижным электрическим зарядом, называется «электростатическим». Взаимодействие неподвижных зарядов количественно описывается основным законом электростатики – законом Кулона, установленным для «точечных» зарядов, т. е. заряженных тел, размеры которых пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием между ними. Согласно этому закону, между двумя точечными зарядами  $q_1$  и  $q_2$  на расстоянии  $r$  друг от друга действует сила

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon \cdot r^2}. \quad (1.1)$$

Величина  $\varepsilon$  называется «относительной диэлектрической проницаемостью» среды, в которой измеряется сила взаимодействия  $F$  и показывает, во сколько раз эта сила меньше, чем в пустоте (вакууме). Физический смысл этой величины на атомно-молекулярном уровне будет установлен ниже; для воздуха  $\varepsilon \approx 1$ .

Постоянная  $k$  зависит от выбора системы единиц измерения. В системе СИ заряд  $q$  измеряется в кулонах (см. п. 2.1), тогда величина  $k$

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \approx 9 \cdot 10^9 \text{ М/Ф}, \quad (1.2)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  – так называемая «электрическая постоянная» (о ее размерности см. ниже п. 1.3). Таким образом, в системе СИ закон Кулона записывается в виде:

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r^2}. \quad (1.3)$$

Используя этот закон, можно ввести силовую и электрическую характеристики электростатического поля, аналогично тому, как это было сделано в I томе для гравитационного поля на основе закона всемирного тяготения. Пусть электростатическое поле создано положительным зарядом  $q$ , это поле появляется в виде силы  $\vec{F}$ , действующей на внесенный в поле «пробный» положительный заряд  $q_0$ , помещенный на расстоянии  $r$  от

«источника» поля  $q$  (рис. 1.1), причем в данном случае это будет сила отталкивания, которую будем считать положительной. Закон Кулона в векторной форме в данном случае принимает вид:

$$\vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.4)$$

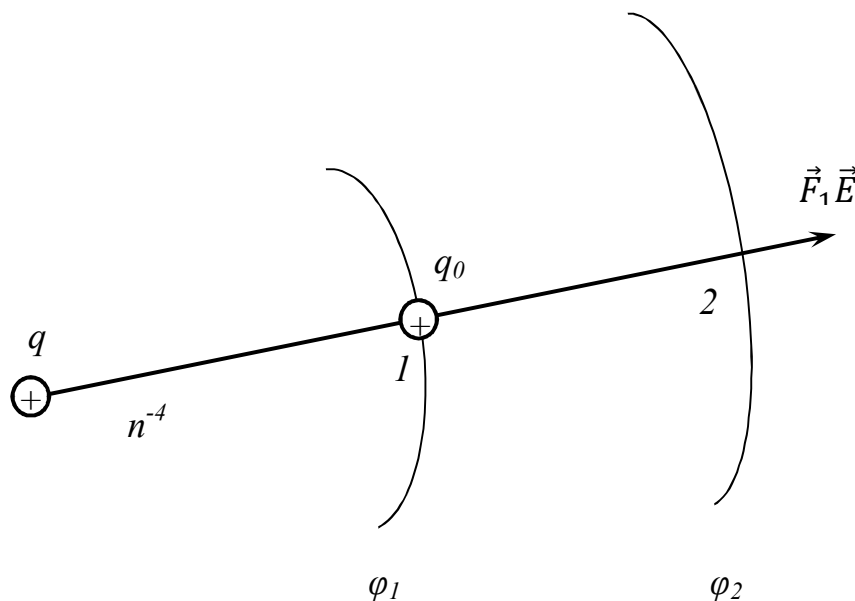


Рисунок 1.1

Очевидно, что эта величина непосредственно не может служить характеристикой поля, поскольку она зависит от величины пробного заряда  $q_0$ .

Но величина

$$\frac{\vec{F}}{q_0} = \vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.5)$$

может являться «силовой» характеристикой электростатического поля в данной среде и называется напряженностью поля. Формула (1.5) определяет напряженность поля точечного заряда.

Согласно «принципу суперпозиции», каждый точечный заряд создает поле напряженностью (1.5) независимо от наличия в окружающем пространстве других зарядов. Поскольку силы, действующие на «пробный заряд», складываются аналогичным образом. Таким образом, поле, созданное системой точечных зарядов  $q_i$ , имеет напряженность

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \sum_i \frac{q_i}{r_i^2} \cdot \frac{\vec{r}_i}{r_i}. \quad (1.6)$$

В качестве примера на рисунке 1.2 а, б показано сложение полей, созданных двумя равными точечными зарядами одинаковых (а) и противоположных (б) знаков (поскольку разноименные заряды притягиваются, а «пробный» заряд всегда считается положительным, то вектор  $\vec{E}_2$  на рисунке

1.2 б направлен к заряду  $q_2$ ). Если сделать такое построение для всех точек поля, то мы получим полную картину распределения его напряженности в пространстве. Это распределение наглядно представляется «силовыми линиями», касательные к которым в каждой точке указывают направление вектора  $\vec{E}$  в этой точке. Ясно, что принятое выше соглашение о положительном знаке пробного заряда силовые линии начинаются на положительных и заканчиваются на отрицательных зарядах. Эта «незамкнутость» силовых линий является характерной особенностью электростатического поля и позволяет ввести для него понятие потенциала (см. ниже). Таким образом, электростатическое поле является потенциальным; (в дальнейшем мы увидим, что, например, магнитное поле носит потенциально иной, «вихревой», характер). Картина силовых линий показана для случаев: рисунок 1.2, а, б на рисунке 1.3, а, б (сплошные линии).

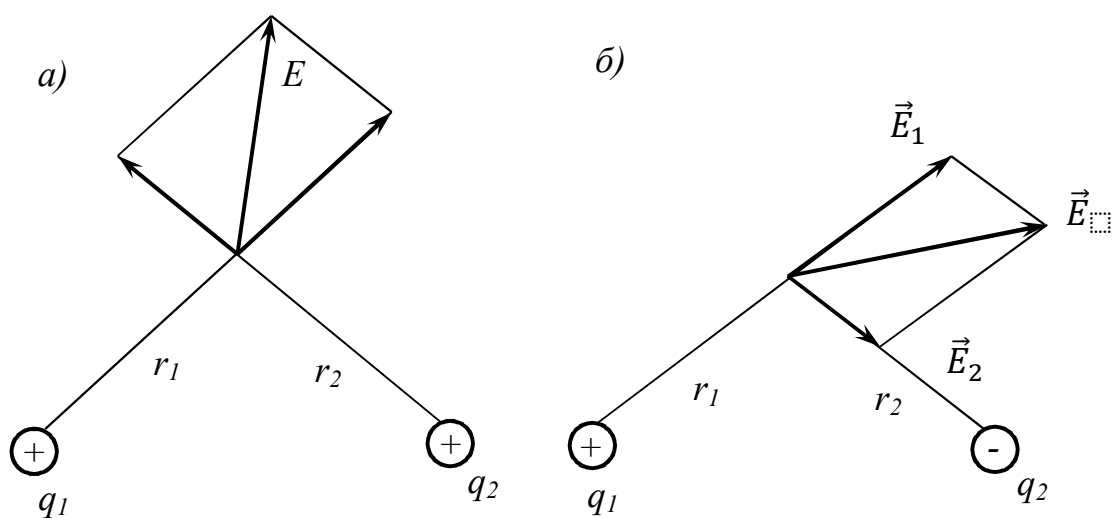


Рисунок 1.2

Напряженность поля, создаваемого «протяженным» заряженным телом («неточечным» зарядом), в принципе, может быть рассчитана с помощью формулы (1.6), если разбить тело на большое число «точечных» зарядов. Однако очевидно, что такая процедура расчета будет весьма громоздкой и неудобной для практического осуществления; поэтому используются иные способы, указанные ниже.

Обратимся теперь к рисунку 1.1 и допустим, что пробный заряд  $q_0$  не закреплен; тогда под действием силы поля он начнет двигаться в направлении вектора  $\vec{F}$  (т. е. вектора  $\vec{E}$ ) и через некоторое время перейдет из точки 1 в точку 2.

При этом силы поля совершают работу  $A_{12} = \int_1^2 F d_2$ , согласно формуле (1.3), находим:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_2}, \quad (1.7)$$

с другой стороны, работа в силовом поле совершается за счет изменения потенциальной энергии в этом поле:

$$A_{12} = -\Delta U = U_1 - U_2. \quad (1.8)$$

Сопоставление выражений (1.7) и (1.8) приводит к выводу, что потенциальная энергия «пробного» заряда  $q_0$  на расстоянии  $r$  от него равна:

$$U = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}. \quad (1.9)$$

Эта величина зависит от пробного заряда  $q_0$  и не может непосредственно характеризовать поле. Величина

$$\varphi = \frac{U}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (1.10)$$

определяется только параметрами электростатического поля в данной среде и является его «энергетической» характеристикой. Величина  $\varphi$  называется потенциалом электростатического поля, формула (1.10) определяет потенциал поля точечного заряда. В системе СИ потенциал измеряется в вольтах согласно определению: 1 В – 1Дж/Кл.  $\varphi(z)$  (1.10) является сферически симметричным – потенциал зависит только от радиальной координаты  $r$ . Совокупность точек, в которых потенциал одинаков, образует так называемую «эквипотенциальную поверхность»; в данном случае эти поверхности являются концентрическими сферами. Следы эквипотенциальных поверхностей на плоскости чертежа для точек 1 и 2 показаны на рис 1.1.

Используя понятие потенциала, представим (1.8) в виде:

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.11)$$

Работа перемещения заряда  $q_0$  в электрическом поле определяется «разностью потенциалов» между начальной и конечной точками и не зависит от формы пути перемещения. Это определяет указанный выше «потенциальный» характер электростатического поля. При перемещении вдоль эквипотенциальной поверхности работа обращается в нуль.

Отсюда следует, что в каждой точке поля эквипотенциальная поверхность перпендикулярна силовой линии, проходящей через эту точку (работа равна нулю, когда сила перпендикулярна направлению перемещения, см. т. I, п. 1.4). Рассмотрим две близкие друг к другу эквипотенциальные поверхности, для которых потенциалы отличаются на  $d\varphi$ . При перемещении заряда по силовой линии с одной поверхности на другую будет совершена работа  $dA = Fdr = q_0 E dr = -q_0 d\varphi$ , согласно формуле (1.11). Отсюда следует, что

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}. \quad (1.12)$$

Величина  $\frac{d\varphi}{dr}$  в данном случае характеризует быстроту изменения потенциала в направлении, перпендикулярном эквипотенциальной поверхности, соответствующий вектор называется «градиентом потенциала» и обозначается  $grad\varphi$  или  $\nabla\varphi$  ( $\nabla$  – оператор «набла»). Таким образом, выражение (1.12) в векторной форме имеет вид:

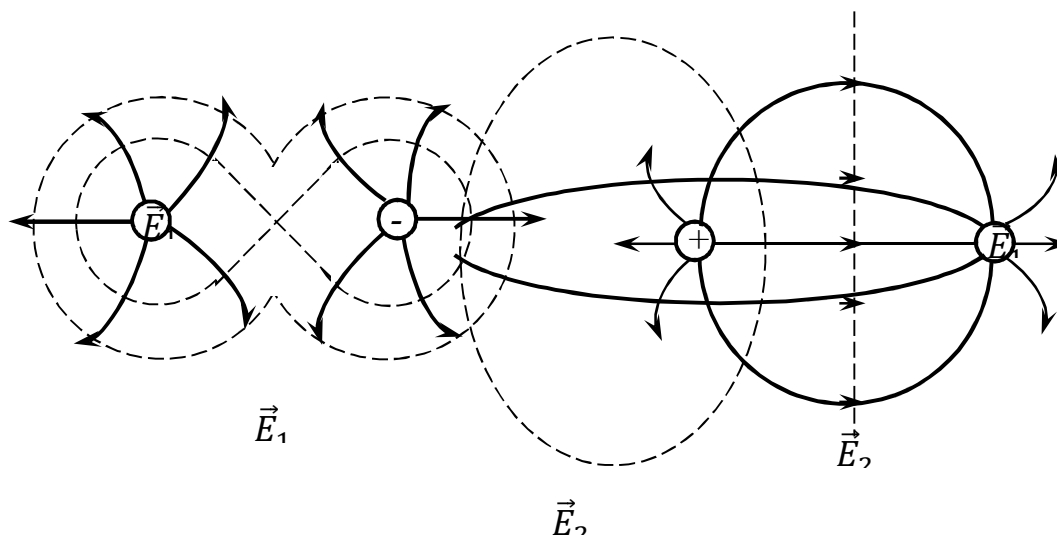
$$\vec{E} = -grad\varphi. \quad (1.13)$$



Силовые линии и семейство эквипотенциальных поверхностей взаимно ортогональны (в указанном выше смысле). В качестве примера на рисунке 1.3, а, б показаны пунктирными линиями следы эквипотенциальных поверхностей на плоскости чертежа для случая системы двух точечных зарядов; в общем случае потенциал поля, созданного системой точечных зарядов, определяется, согласно принципу суперпозиции, формулой:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \sum \frac{q_i}{r_i}. \quad (1.14)$$

При использовании формул (1.6) и (1.14) следует, разумеется, учитывать



знаки зарядов.

Величины  $\vec{E}$  и  $\varphi$ , заданные в каждой точке, полностью характеризуют электростатическое поле, созданное зарядами в окружающем пространстве. Определение этих величин при известном распределении зарядов представляет собой одну из важнейших задач электростатики.

Как уже упоминалось выше, для расчета поля, созданного сложной системой точечных зарядов, общие формулы (1.6) и (1.14) малопригодны. Поэтому в электростатике разработаны различные способы упрощения этого расчета. В частности, во многих случаях напряженность поля может быть рассчитана с помощью теоремы Гаусса – Остроградского, согласно которой поток  $\Phi$  вектора напряженности  $\vec{E}$ , т. е. произведение величины  $E$  на площадь поверхности, перпендикулярной вектору  $\vec{E}$ , для замкнутой поверхности, окружающей полный заряд  $q$ , равен

$$\Phi = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon}. \quad (1.15)$$

В частности, для замкнутой поверхности, не содержащей внутри нее зарядов, поток  $\Phi=0$ . Подробнее рассмотрение теоремы Гаусса и ее следствий содержится в ряде курсов общей физики, отметим лишь некоторые из них. Напряженность поля, создаваемая в пространстве бесконечной заряженной

плоскостью, по которой заряды распределены равномерно с некоторой «поверхностной плотностью заряда»  $\sigma = \frac{dq}{ds}$ , равна:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon}. \quad (1.16)$$

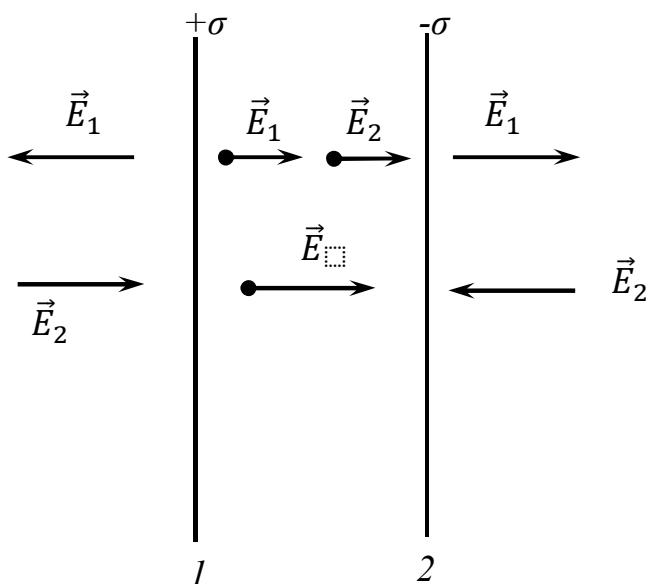


Рисунок 1.4

Вектор  $\vec{E}$  во всех точках поля ориентирован перпендикулярно к плоскости и имеет одинаковое численное значение; мы имеем в данном случае пример так называемого «однородного» электростатического поля. Две разноименно заряженные плоскости образуют «плоский конденсатор» (рис. 1.4). Легко видеть, что вне конденсатора поле отсутствует ( $E=E_1-E_2$ ), а внутри него поле однородно и имеет напряженность

$$E = E_1 + E_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}. \quad (1.17)$$

Напряженность поля внутри полой сферы, равномерно заряженной по поверхности с плотностью  $\sigma$ , равна нулю, а снаружи сферы равна

$$E = \frac{\sigma S}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}, \quad (1.18)$$

где  $r$  – расстояние до центра сферы. Если шар равномерно заряжен по объему с объемной плотностью зарядов  $\frac{dV}{dV} = \rho$ , то внутри шара

$$E = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0\varepsilon}, \quad (1.19)$$

а вне

$$E = \frac{\rho V}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}. \quad (1.20)$$

Таким образом, равномерно заряженная (по поверхности или по объему) сфера создает в окружающем пространстве электростатическое поле, аналогичное полю равного точечного заряда, находящегося в центре сферы; внутри сферической полости в заряженном шаре напряженность поля равна нулю. Отметим очевидную аналогию с характером гравитационного поля сферической массы, описанным в т. I. Эта аналогия объясняется аналогичным характером гравитационного и электростатического взаимодействия согласно закону всемирного тяготения и закону Кулона (сила взаимодействия обратно пропорциональна квадрату расстояния).

При известной напряженности поля может быть рассчитан его потенциал с помощью общей формулы (1.13). В ряде случаев ввиду наличия того или иного типа симметрии расчет может быть существенно упрощен. В качестве примера рассмотрим случай центральной симметрии поля, когда  $E=E(r)$ . Тогда формула (1.13) принимает вид (1.12), откуда следует, что

$$\varphi = - \int E(r)dr + const, \quad (1.21)$$

причем константу интегрирования выбирают такой, чтобы при  $r \rightarrow \infty, \varphi \rightarrow \infty$ . Используя формулы (1.19) и (1.20), можно установить, например, что потенциал поля, создаваемого шаром, равномерно заряженным по объему, в окружающем пространстве равен

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}, \quad (1.22)$$

что совпадает с формулой (1.10). Внутри шара

$$\varphi = \frac{\rho}{\sigma\epsilon_0\epsilon}(3R^2 - r^2), \quad (1.23)$$

при этом, постоянная интегрирования выбирается так, чтобы на поверхности шара (1.22) и (1.23) давали один и тот же результат:

$$\varphi(R) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0\epsilon}. \quad (1.23)$$

Другим простым примером является однородное поле в плоском конденсаторе, напряженность которого определяется формулой (1.17). В этом случае потенциал вычисляется по формуле

$$\varphi = - \int E(x)dx + const, \quad (1.24)$$

где ось  $x$  направлена перпендикулярно пластинам («обкладкам») конденсатора. Начало координат  $x = 0$  можно выбрать на любой из пластин. Например, заряженной положительно, тогда:

$$\varphi = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}x + const. \quad (1.25)$$

Спецификой данного случая является отсутствие «бесконечно удаленной» точки поля, поэтому постоянная интегрирования остается произвольной. Поэтому следует положить  $\varphi = \varphi_1$  при  $x = 0$  и  $\varphi = \varphi_2$  при  $x = d$ , где  $d$  – расстояние между пластинами, и тогда формула (1.25) позволяет вычислить разность потенциалов между обкладками:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}d = Ed. \quad (1.26)$$

В более сложных случаях приходится использовать более общие математические методы расчета электростатических полей, описанные в специальной литературе, отметим, что согласно формулам типа (1.26), напряженность поля в системе СИ выражается в В/м.

Характеристики электростатического поля могут быть измерены различными экспериментальными методами с помощью приборов, обладающих

высокой чувствительностью и точностью; некоторые из этих методов будут рассмотрены ниже, в п. 1.6.

Возникновение электростатических полей представляет собой широко распространенное явление. В любых телах всегда возникают силы трения, которые, в свою очередь, обуславливают электризацию тел. Наиболее «крупномасштабные» эффекты этого рода постоянно наблюдаются в атмосфере Земли. При перемещении больших воздушных масс с неоднородным распределением скоростей между движущимися слоями возникают силы трения, приводящие к разделению зарядов. Большие заряды скапливаются на облаках, причем, обычно отрицательные заряды появляются на стороне облака, обращенной к Земле, а положительные – на противоположной стороне. При этом возникающие разности потенциалов между облаками, а также между ними и Землей достигают многих миллионов вольт. В этих условиях развивается электрический разряд искрового типа, наблюдаемый в виде «молнии», подробнее это явление будет рассмотрено в п. 5.1. Аналогичные явления электризации (разумеется, в более «мелких» масштабах) наблюдаются при полете самолета и движении автомобиля в результате их трения о воздух. При больших скоростях движения накопление зарядов может достигнуть опасной величины, поэтому принимаются специальные меры для ослабления этого эффекта. Например, на корпусе автомобиля закрепляется специальная полоса, скользящая одним концом по земле и обеспечивающая «стекание» зарядов в землю. На крыльях самолетов устанавливаются разрядники, обеспечивающие стекание зарядов с корпуса самолета в воздух, который всегда обладает некоторой электропроводностью.

Определенным электрическим зарядом обладает и Земля в целом. Этот заряд создает в околоземном пространстве электрическое поле, которое может быть изменено, например, с помощью электрических зарядов (см. п. 1.6). Напряженность поля Земли составляет приблизительно  $E_0 = 130$  В/м, что соответствует заряду Земли  $q_z \approx 6 \cdot 10^5$  Кл, причем знак заряда оказывается отрицательным. Согласно формуле (1.20), напряженность поля на высоте  $h$  над Землей должна быть равна

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon(R_3 + h)^2} \quad (1.27)$$

(причем для воздуха  $\epsilon = 1$ ).

Поскольку обычно  $h \ll R_3$ , то эта формула может быть преобразована к приближенному виду:

$$E \approx E_0 \left(1 - \frac{2h}{R_3}\right), \left(E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon(R_3)^2}\right). \quad (1.28)$$

По этой формуле можно, например, подсчитать, что на высоте  $h = 10$  км напряженность поля должна отличаться от напряженности поля на ее поверхности не более чем на 0,3 %. Однако в действительности напряженность поля Земли на таких высотах уже очень мала (не более нескольких В/м). Это объясняется тем, что атмосфера Земли обладает проводимостью и заряжена

положительно, так что в целом система «Земля + атмосфера» является нейтральной. Фактически Земля и ее атмосфера образуют «обкладки» гигантского сферического конденсатора (см. ниже п. 1.3), между которыми все время течет «разрядный ток», составляющий у поверхности Земли приблизительно 180 А. Однако заряд Земли поддерживается в среднем постоянным, хотя напряженность земного магнитного поля обнаруживает суточные и годовые (а также нерегулярные) колебания. Причиной этого в настоящее время считается грозовая активность атмосферы; при каждом грозовом разряде (молнии) возникают большие потоки отрицательно заряженных частиц – электронов и ионов, которые передают свой заряд поверхности Земли.

## 1.2 Электризация проводников

Во всех приведенных выше формулах принималось, что электростатическое поле создано в некоторой абстрактной «среде» с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , которая характеризует ослабление поля в среде по сравнению с пустотой (вакуумом  $\epsilon = 1$ ). Опыт показывает, что для воздуха с высокой степенью точности также можно положить  $\epsilon \approx 1$ , как делается практически во всех электротехнических расчетах. Это относится, в общем, и ко всем другим газам (разумеется, в определенных случаях малое отличие  $\epsilon$  от 1 для газов должно быть учтено, например, при исследовании распространения электромагнитных волн в атмосфере, см. гл. 8). Однако для жидких и твердых (т. е. «конденсированных») сред диэлектрические проницаемости могут существенно отличаться от 1 (как мы увидим ниже,  $\epsilon$  может даже обращаться в бесконечность). Рассмотрим некоторые особенности поведения различных веществ, помещенных в электростатическое поле.

Все вещества по своим электрическим свойствам могут быть в известной мере условно подразделены на два больших класса – проводники и изоляторы (диэлектрики); свойства «промежуточных» веществ – «полупроводников» – будут рассмотрены особо в гл. 9. Принадлежность вещества к тому или иному классу определяется свойствами атомов (молекул), из которых она состоит, и характером сил межатомного взаимодействия в веществе.

При рассмотрении свойств кристаллических твердых тел в т. I были указаны основные типы связей между атомами (молекулами) в кристаллах. В металлах в узлах кристаллической решетки находятся положительные ионы, а пространство между ними заполнено «газом свободных электронов», обеспечивающих связь. При наложении электрического поля «электронный газ» будет испытывать «дрейф» в определенном направлении; в этом смысле электроны являются «свободными» внутри металла (относительно возможности выхода электронов из металла см. п. 3.3). В кристаллах других типов (атомных, ионных и молекулярных) электроны локализованы около атомных ядер, образуя связанные с ними «облака» отрицательного заряда. При

наложении электрического поля эти облака могут лишь смещаться в пределах расстояний атомного масштаба; в этом смысле электроны в таких кристаллах являются «связанными». Кристаллы, содержащие в структуре «свободные» электроны, относятся к классу проводников, а содержащие «связанные» электроны – к классу диэлектриков.

Жидкости обычно состоят из нейтральных атомов (молекул), между которыми действуют сравнительно слабые силы взаимодействия (см. т. I, гл. 8). Поэтому электроны в них жестко связаны со своими атомами, и, следовательно, чистые жидкости должны быть отнесены к классу диэлектриков. Однако многие жидкости, с которыми приходится встречаться в природе и технике, представляют собой растворы, содержащие «примесные» молекулы. В результате явления электролитической диссоциации в растворах могут содержаться ионы обоих знаков, которые под действием электрического поля могут свободно «дрейфовать» в определенном направлении, подобно электронам в металлах (подробнее эти явления рассмотрены в гл. 4). Такие жидкости относятся к классу проводников.

Итак, критерием «проводящих» или «электрических» свойств вещества является наличие в нем «свободных» или «связанных» носителей электрического заряда (электронов – в твердых телах и ионов – в жидкостях). В зависимости от этого поведение вещества в электрическом поле может быть разным. Рассмотрим вначале процессы, связанные с электризацией проводников в электростатическом поле.

Пусть некоторый проводник  $\Pi$  помещен в поле, созданное положительным зарядом  $+q$  (рис. 1.5). Под действием сил поля свободные заряды в проводнике придут в движение, причем, согласно характеру взаимодействия зарядов, передняя поверхность проводника окажется заряженной отрицательно, а противоположная сторона – положительно.

Перемещение свободных зарядов будет происходить до тех пор, пока созданное ими «встречное» поле не уравновесит внешнее поле (показано

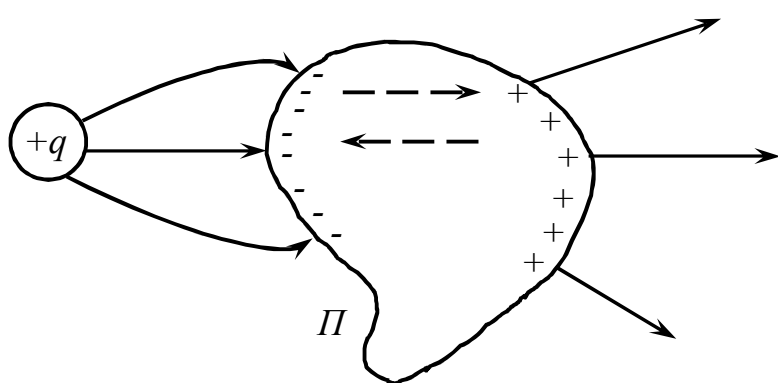


Рисунок 1.5

пунктиром на рисунке 1.5). После этого движение зарядов прекратится, и установится «положение равновесия», в котором напряженность поля внутри проводника окажется равной нулю.

Таким образом, внутри проводника, помещенного в электростатическое поле, в состоянии равновесия

электрическое поле отсутствует.

Возникает естественный вопрос. Всегда ли «хватит» свободных зарядов в проводнике для того, чтобы создать встречное поле, равное внешнему? Не

может ли так случиться, что все свободные заряды (например, электроны металла) будут исчерпаны, а поле внутри проводника все еще будет существовать? Рассмотрим грубо приближенную оценку напряженности «встречного» поля, которую могут создать электроны металла. Представим себе металлический кубик объемом  $1 \text{ см}^3$ , содержащий порядка  $10^{22}$  электронов (см. гл. 3), и допустим, что при его помещении во внешнее поле 1 % этих электронов с зарядами  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  может занять переднюю грань кубика в опыте типа показного на рисунке 1.5. При этом их поверхностная плотность будет порядка  $10^{20}$ ,  $10^{19} \sim 10 \text{ Кл/см}^2 = 10^5 \text{ Кл/м}^2$ . Напряженность «встречного» поля в кубике за счет этого эффекта может быть оценена, согласно (1.17), как  $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \sim \frac{10^5}{10^{-11}} \sim 10^{16} \text{ К/м} = 10^{14} \text{ В/см}$ . Ни в настоящее время, ни в близком будущем такие напряженности не будут созданы. Таким образом, возможность существования поля в не электризованном сплошном проводнике исключена.

Если каким-либо способом отвести положительные заряды от проводника, показанного на рисунке 1.5 (например, в Землю), этот процесс называется электризацией через «влияние», а затем убрать заряд  $q$ , то проводник окажется заряженным отрицательно.

Поскольку одноименные заряды отталкиваются, то заряды расположатся на поверхности проводника, причем, внутри проводника поле по-прежнему будет отсутствовать. Если внутри проводника сделать полость, то это никак не повлияет на распределение зарядов, поскольку во внутренней части проводника не было зарядов. Поэтому и внутри этой полости заряд также будет отсутствовать; на этом основан принцип «электростатической защиты» – экранирования приборов и устройств от действия внешних электрических полей путем помещения их в металлические оболочки – «кожухи».

Следует заметить, что полный замкнутый проводник не экранирует поле, созданное зарядами, находящимися внутри него. Это видно из рисунка 1.6. Поле будет отсутствовать только в толще металла, а внутри полости и вне проводника поле будет существовать. Однако, если каким-либо способом отвести заряды с внешней поверхности проводника (например, путем соединения с Землей), то поле снаружи проводника будет отсутствовать; таким путем можно осуществить экранирование незащищенных приборов и устройств от помех в виде электрических полей, созданных другими приборами.

С помощью упомянутой выше теоремы Гаусса – Остроградского можно доказать, что напряженность поля у поверхности заряженного проводника равна

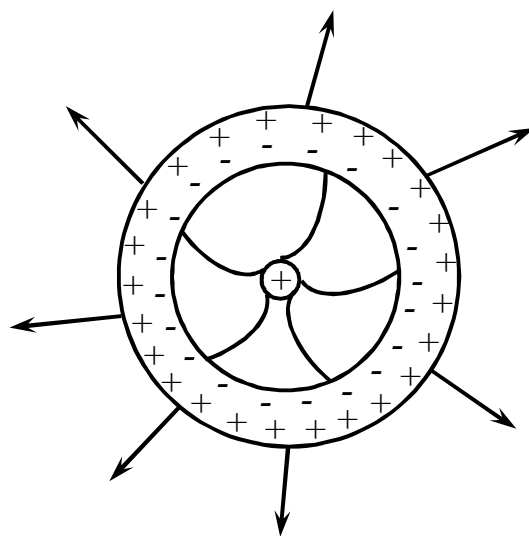


Рисунок 1.6

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}. \quad (1.29)$$

Отсюда следует, что напряженность в данном месте у поверхности проводника определяется поверхностной плотностью зарядов в этом месте. Если проводник имеет сферическую форму, то заряды располагаются по его поверхности равномерно ( $\sigma = const$ ). Если же форма проводника отличается от сферической, что, как правило, имеет место на практике, то заряды распределяются по его поверхности неравномерно. В местах наибольшей кривизны плотность зарядов  $\sigma$  оказывается наибольшей. Это естественным образом объясняется тем, что одноименные заряды отталкиваются и, естественно, стремятся разойтись на как можно большие расстояния, т. е. имеют тенденцию скапливаться на заострениях, глубоких впадинах и т. п. Это явление на практике приводит к «стеканию» зарядов с металлических остриев, учет которого важен во многих случаях. Согласно формуле (1.29), в местах наибольшей кривизны напряженность поля у поверхности максимальна и может стать достаточной для того, чтобы возникла заметная ионизация газа (см. гл. 5). Под действием поля в воздухе создается движение ионов различных знаков, движущихся к острию и от острия, что в совокупности обуславливает «ток утечки» заряда с острия. Ионы, движущиеся от острия, могут увлекать с собой и значительное количество нейтральных молекул, что приводит к появлению заметного движения воздуха вблизи острия – «электрического ветра», который часто легко обнаруживается экспериментально.

Утечка зарядов с острия часто оказывается на практике весьма вредным явлением. Оно особенно заметно вблизи высоковольтных линий электропередач и вообще высоковольтных установок и может приводить к значительным потерям электроэнергии. Для борьбы с этим явлением созданы специальные конструкции высоковольтных изоляторов для линий электропередач. Провода в высоковольтных установках прокладываются

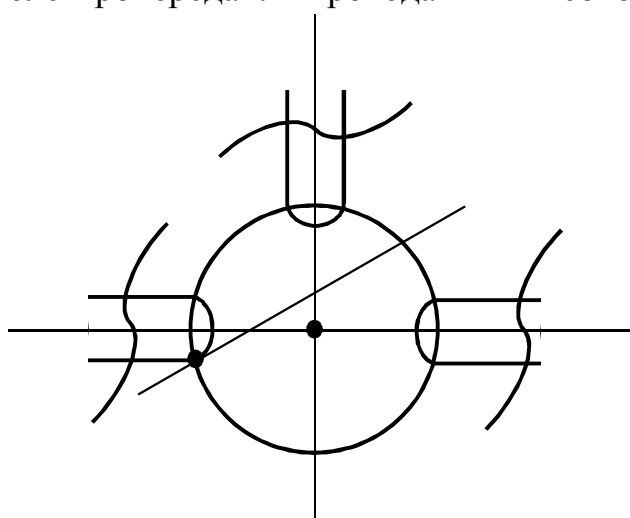


Рисунок 1.7

внутри металлических трубок (из меди или нержавеющей стали), а соединения (стыки) заключают в полированные шарики, как показано на рисунке 1.7; такая конструкция позволяет практически полностью устранить утечку при не очень больших напряженностях поля.

Наряду с этим явлением стекание заряда с заостренных металлических поверхностей находит и техническое применение. Например, в электрофорной машине объем зарядов с наэлектризованных дисков

осуществляется с помощью металлических гребенок с остриями (щеток). Стеkanie зарядов с остриев лежит в основе действия громоотводов,



применяемых для защиты зданий от поражения молнией: вблизи острия громоотвода имеет место сильная ионизация воздуха, и напряженность поля в этом объеме воздуха уменьшается (как вообще внутри проводника), что снижает вероятность возникновения искрового заряда.

Вектор напряженности электростатического поля у поверхности заряженного проводника, величина которого определяется формулой (1.29), направлен по нормали к поверхности в любой ее точке, т. е. не имеет касательной составляющей. Действительно, если бы такая составляющая возникла, то под действием сил поля заряды пришли бы в движение по поверхности проводника, которое прекратилось бы только после исчезновения составляющей напряженности поля. Подчеркнем, что это обстоятельство имеет место только в электростатических полях; в дальнейшем мы увидим, что при протекании электрического тока по проводнику напряженность поля в нем существует и имеет касательную составляющую (см. гл. 2). Поскольку вектор напряженности нормален к поверхности, то также направлен и вектор силы, действующей на заряды. Это означает, что перемещение заряда по поверхности проводника не требует совершения работы, и отсюда, согласно формуле (1.8), следует, что поверхность проводника является эквипотенциальной ( $\varphi = const$ ). Поскольку внутри проводника  $E = 0$ , то и здесь  $\varphi = const$ , т. е. весь объем проводника является эквипотенциальным. На этом основании можно говорить об определенном потенциале проводника, независимо от его размеров и формы. Это относится, в частности, и к Земле, проводящие свойства которой обусловлены наличием «электролитической» водной среды, содержанием больших концентраций металлических элементов в земной коре и другими факторами. Приблизительно можно считать, что заряды, существующие в объеме Земли, находятся в равновесии, и все ее точки имеют приблизительно одинаковый потенциал. Поэтому на практике, ввиду больших размеров Земли, удобно отсчитывать потенциал не относительно бесконечно удаленных точек, как принималось выше, а относительно Земли. При соединении металлического проводника с Землей он принимает ее потенциал: это обстоятельство лежит в основе устройства «заземления» электротехнических схем, в результате которого можно легко привести к одному потенциалу множество точек схемы и тем самым обеспечить ее функционирование и создать безопасные условия для работы обслуживающего персонала. При наличии заземления легко осуществляется «разрядка» заряженных до высокого потенциала проводников, например, конденсаторов большой емкости в лабораторной практике. В связи с этим на всех электрических установках, особенно высоковольтных, правилами эксплуатации предусматривается заземление. Обычно в лабораторных корпусах выполняется специальный «контур заземления» из толстых медных шин, от которого уже идут отводы к отдельным установкам. Сам контур надежно соединяется с Землей различными способами, один из которых заключается в том, что в Землю на достаточную глубину (на которой Земля является влажной) помещается металлический лист, соединенный с контуром толстой

металлической шиной; обычно земля вокруг этого листа пропитывается соевым раствором, обладающим высокой электропроводимостью.

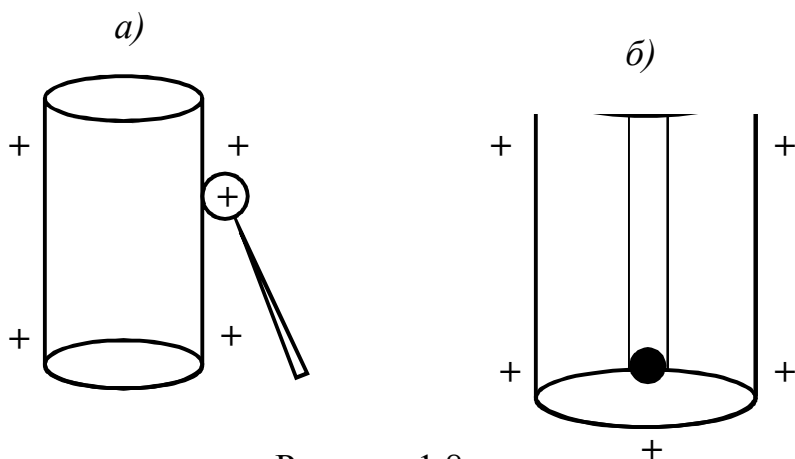


Рисунок 1.8

Явление распределения заряда по поверхности проводника используется, в частности, для переноса зарядов с одних тел на другие. Если, например, поднести заряженное тело А к цилиндру В снаружи (рис. 1.8, а), то заряд будет передан цилиндру лишь

частично: если же внести заряд в цилиндр до контакта с его внутренней поверхностью (рис. 1.8, б), то заряд будет передан цилиндру полностью и распределится по его внешней поверхности. На этом явлении основаны действия высоковольтных электростатических генераторов (см. ниже, п. 1.6).

### 1.3 Электроемкость проводников. Конденсаторы

Обратимся вновь к формуле (1.22), определяющей потенциал поля, созданного равномерно заряженной (по объему или по поверхности) сферой в окружающем пространстве. На поверхности сферы радиуса  $R$  эта формула дает:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R}. \quad (1.30)$$

Из этой формулы и изложенного выше в п. 1.3 следует, что потенциал заряженной металлической (и вообще проводящей) сферы может быть охарактеризован величиной (1.30), поскольку весь объем проводника эквипотенциален. Таким образом, потенциал сферы пропорционален ее заряду; этот факт имеет место для любых проводников:  $\varphi \sim q$ . Коэффициент пропорциональности принято обозначать через  $1/C$ , а величина  $C$  называется электроемкостью проводника:

$$\varphi = \frac{q}{C}. \quad (1.31)$$

Отсюда видно, что в системе СИ электроемкость измеряется в Кл/В; такая величина называется фарадой. Используются также дольные единицы – микрофарада (1 мкФ =  $10^{-6}$  Ф) и пикофарада (1 пФ =  $10^{-12}$  Ф). Из (1.30) следует также, что электроемкость проводящего шара равна

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (1.32)$$

Из этой формулы вытекает размерность «электрической постоянной»  $\epsilon_0$ :  $[\epsilon_0] = \frac{[C]}{[R]} = \frac{\Phi}{\text{м}}$ . В принципе связь между  $q$  и  $\varphi$  вида (1.31) можно рассчитать

для любого проводника теоретически или по измененным величинам его заряда и потенциала:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (1.33)$$

Однако для практики случай «уединенного» проводника, бесконечно удаленного от всех других тел, не представляет особого интереса, поскольку он нереалистичен и не имеет технических приложений. Действительно, в реальных условиях сравнительно близко от заряженного проводника имеются другие проводники, на которых возникает электризация, как было показано на рисунке 1.5. При заданной величине заряда наличие других проводников, безусловно, скажется на потенциале данного проводника, поскольку электризуемые проводники создают свое поле, накладывающееся на поле проводника. Особый интерес представляет случай двух взаимодействующих проводников протяженных размеров и определенной формы, образующих «конденсатор». Пример такой системы – «плоского» конденсатора – был показан на рисунке 1.4. Если к бесконечной (на практике – достаточно большой) металлической пластине с зарядом  $+q$  подносится другая такая же параллельно расположенная пластина, то на ней возникает равный и противоположный по знаку заряд  $-q$ . В результате этого поле за пределами такой системы проводников исчезает, а между пластинами определяется формулой (1.17). Разность потенциалов между пластинами выражается формулой (1.26). Ясно, что в этом случае нет никакого смысла говорить о потенциале каждой из пластин в отдельности: их заряд пропорционален разности потенциалов  $\varphi_1 - \varphi_2$ :  $q \sim \varphi_1 - \varphi_2$  и емкость такой системы из двух проводников определяется как

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (1.34)$$

Из формулы (1.17) и (1.26) после некоторых вычислений можно найти, что емкость плоского конденсатора определяется формулой:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (1.35)$$

Во всех других случаях процедура вычисления емкости системы из двух проводников сводится к нахождению выражения, связывающего заряд и разность потенциалов, к применению формулы (1.34). Так, два металлических проводника в виде заряженных ( $+q$  и  $-q$ ) концентрических сфер с радиусами  $r$  и  $R$  ( $r < R$ ) образуются «шаровой» или «сферический» конденсатор. Разность потенциалов между «обкладками» такого конденсатора равна, согласно формуле (1.21):

$$\varphi_1 - \varphi_2 = - \int_r^R E dr = - \int \frac{q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2} dr = \frac{q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right). \quad (1.36)$$

Отсюда емкость такого конденсатора выражается в виде:

$$C = \frac{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon}{\frac{1}{r} - \frac{1}{R}}. \quad (1.37)$$

Для бесконечно длинных заряженных  $(+q)$  коаксиальных цилиндров с радиусами  $r$  и  $R$  ( $r < R$ ), образующих «цилиндрический» конденсатор, расчет емкости следующий:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon}{2\ln R/r} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon}{\ln R/r}. \quad (1.38)$$

Отметим, что при малой величине зазора  $d$  в сферическом и цилиндрическом ( $R - r = d \ll r$ ,  $R$  обоих случаях) конденсаторах формулы (1.37) и (1.38) переходят в формулу для плоского конденсатора (1.35), причем под  $S$  в первом случае следует подразумевать  $S = 4\pi r^2 \left( \bar{r} = \frac{1}{2}(R + r) \right)$ , а во втором  $S = 2\pi r$  (на единицу длины). Этот результат обобщения на случай конденсатора любой геометрии: при малой относительной величине зазора емкость конденсатора определяется по формуле (1.35) (при этом следует в каждом случае «расшифровывать» величину  $S$ ), и поле в нем близко к однородному. Два параллельных цилиндрических провода с радиусами  $a$ , расположенные на расстоянии  $d$  друг от друга (обычно  $d \gg a$ ), образуют «двухпроводную линию» – весьма распространенный элемент электротехнических схем. Расчет дает для емкости такой линии на единицу длины выражение:

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon}{\ln d/a}. \quad (1.39)$$

В обычных условиях прокладки таких линий  $\epsilon \approx 1$ .

Если «разрядить» конденсатор, соединяя его заряженные обкладки металлическим проводником, то в результате кратковременного протекания «тока зарядки» в проводнике будет выделено определенное количество теплоты. Очевидно, что эта тепловая энергия «образовалась» только за счет энергии электростатического поля в конденсаторе, которое исчезло после его разрядки. Таким образом, электростатическое поле, как и всякий другой вид материала, обладает определенной энергией; ее сохранение или переход в другие виды энергии, с точки зрения диэлектрического материализма, отражает вечность и неуничтожимость движения материи в целом.

Расчет энергии электростатического поля в конденсаторе  $W$  осуществляется сравнительно просто и приводится во всех курсах общей физики. Его результат имеет вид:

$$W = \frac{1}{2} C (\varphi_1 - \varphi_2)^2 = \frac{1}{2C} q^2 = \frac{1}{2} q (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.40)$$

Поскольку основной характеристикой поля является его напряженность  $E$ , то естественно выразить энергию поля через величину  $E$ . При этом следует учесть, что полная энергия поля в конденсаторе зависит от занятого им объема, поэтому вместо самой величины  $W$  следует ввести плотность энергии поля  $\omega = \frac{dW}{dV}$  в единицу объема, или, в случае однородного поля,  $\omega = \frac{W}{V}$ . Поскольку

объем плоского конденсатора равен  $Sd$  ( $S$  – площадь обкладки), то после некоторых вычислений из (1.40) можно получить

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2. \quad (1.41)$$

Этот результат можно обобщить на случай любой конфигурации электрического поля. Полная энергия поля в некотором объеме  $V$  в этом общем случае вычисляется по формуле:

$$W = \int_{(V)} \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 dV. \quad (1.42)$$

Понятие электроемкости можно обобщить и на случай произвольного числа  $n$  проводников, помещенных в некоторую диэлектрическую среду. Анализ показывает, что для такой системы, называемой сложным конденсатором, заряд каждого из проводников  $q_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) является функцией потенциалов всех проводников, образующих этот конденсатор:

$$q_i = \sum_{j=1}^n C_{ij} \varphi_j. \quad (1.43)$$

Величины  $C_{ij}$  называются «емкостными конденсаторами» и определяются величиной, формой и относительным расположением проводников, а также диэлектрической проницаемостью окружающей их среды. Например, для некоторого проводника 1 имеем:

$$q_1 = \sum_{j=1}^n C_{1j} \varphi_j. \quad (1.44)$$

Это означает, что коэффициент  $C_{11}$  равен заряду проводника 1, когда его потенциал равен единице, а потенциалы всех других проводников равны 0; коэффициент  $C_{12}$  равен заряду тела 1, когда потенциал тела 2 равен 1, а всех остальных (включая и тело 1) равен 0, и т. д. Аналогичным образом потенциалы всех проводников являются линейными функциями зарядов:

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^n V_{ij} q_j, \quad (1.45)$$

где  $V_{ij}$  называются «потенциальными коэффициентами» и зависят от тех же факторов, что и  $C_{ij}$ . Величины  $V_{ij}$  и  $C_{ij}$  удовлетворяют условиям симметрии, т. е.

$$V_{ij} = V_{ji}, \quad C_{ij} = C_{ji}. \quad (1.46)$$

Переходим теперь к рассмотрению применений конденсаторов в электротехнике. По самому смыслу понятия «конденсатор» этот прибор служит как «накопитель электрической энергии» в различных электротехнических и радиотехнических схемах. Основной его характеристикой является емкость, которая выражается формулой (1.35) (согласно изложенному выше, эта формула обладает большой общностью). Варьируя входящие в нее параметры

$S$ ,  $d$  и  $\varepsilon$ , можно получить емкость в весьма широких пределах – от пикофарад до нескольких микрофарад, т. е. в пределах 7–8 порядков. Это достигается весьма разнообразными техническими исполнениями конденсаторов. Помимо «постоянных» конденсаторов с неизменными параметрами, существуют также конденсаторы переменной емкости, необходимые для различных радиотехнических целей. Они представляют собой систему параллельных металлических пластин, которые вращением рукоятки могут вдвигаться одна в другую; диэлектриком для них обычно служит воздух.

Наибольшее распространение в технике получили «бумажные» и «электролитические» конденсаторы. В бумажном конденсаторе диэлектриком является бумажная лента, пропитанная парафином, а обкладками – более узкие ленты из станиоля, наложенные по обе стороны диэлектрической ленты. Для уменьшения габаритов конденсатора лента обычно плотно сворачивается в виде компактного пакета. Рабочие напряжения для бумажных конденсаторов обычно составляют несколько сотен вольт. Действие электролитических конденсаторов основано на законах электролиза (см. гл. 4). Конденсатор содержит два алюминиевых электрода, помещенных в электролит, представляющий собой смесь борной кислоты и раствора аммиака с добавкой глицерина. В «сухих» электролитических конденсаторах электролит в виде густой пасты пропитывает бумажную прокладку между электродами. Вследствие протекания процесса электролиза на положительном электроде образуется тончайший слой окислов алюминия, который служит диэлектриком. Малая толщина диэлектрика обеспечивает очень большую емкость конденсатора при сравнительно малых габаритах (тысячи мкФ на  $\text{дм}^2$  площади обкладок). Второй алюминиевый электрод является «пассивным» и служит лишь для включения конденсатора в цепь. При напряжении, превышающем расчетное значение, тонкий диэлектрик пробивается, и электролитический конденсатор «взрывается», что может вызвать значительные повреждения схемы, в которую он включен. Поэтому такие конденсаторы обычно помещаются в защитные металлические экраны. Недостатками электролитических конденсаторов являются также наличие значительных «токов утечки» и необходимость соблюдать правильную полярность подключения.

Наряду с этими конденсаторами «общего» назначения, в технике используются также разнообразные специальные конденсаторы, в которых применяются определенные классы диэлектриков; их применение будет описано ниже, в п. 1.4.

По всей широте ассортимента выпускаемых электротехнической промышленностью конденсаторов на практике часто приходится вводить в схему емкости, отличные от промышленных номиналов. Для этих целей используется соединение конденсаторов в батареи, причем соединение может быть последовательным и параллельным, а также смешанным; эти типы соединений представлены на рисунке 1.9, а, б, в, соответственно.

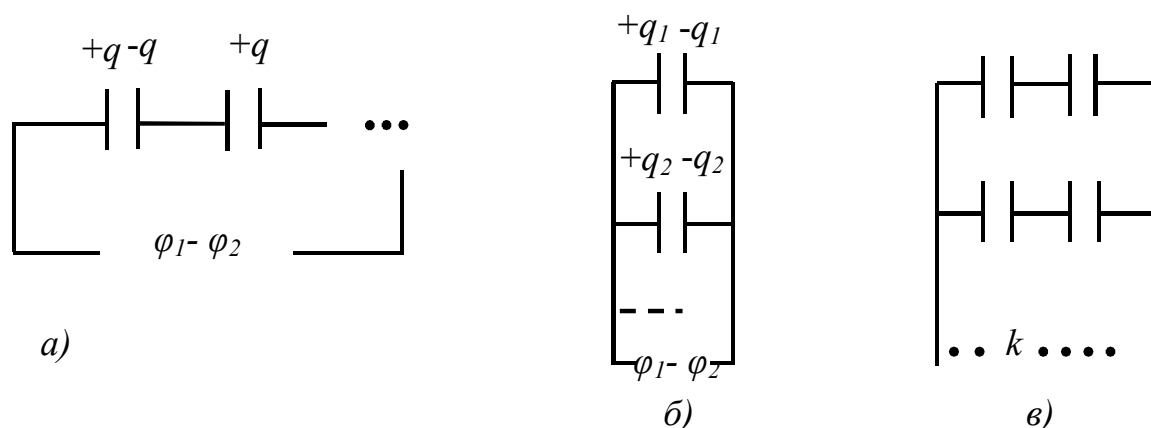


Рисунок 1.9

При последовательном соединении заряд на всех обкладках (и на батарее в целом) одинаков, а разность потенциалов равна  $(\varphi_1 - \varphi_2)_i = q/C_i$ . Полная разность потенциалов на полюсах батареи  $\varphi_1 - \varphi_2 = \sum (\varphi_1 - \varphi_2)_i = q/C$ , где  $C$  – полная емкость батареи. Отсюда, следует, что

$$\frac{1}{C} = \sum_i \frac{1}{C_i}. \quad (1.47)$$

Последовательное соединение часто применяется в тех случаях, когда необходимо повысить рабочее напряжение, выдерживаемое емкостным элементом схемы.

При параллельном соединении общим для всех конденсаторов является разность потенциалов  $\varphi_1 - \varphi_2$  на полюсах батареи, а заряды отдельных конденсаторов  $q_i = C_i(\varphi_1 - \varphi_2)$ . Полный заряд батареи равен  $q = \sum q_i = (\varphi_1 - \varphi_2)C$ ; откуда для полной емкости батареи следует:

$$C = \sum_i C_i. \quad (1.48)$$

Наконец, для «смешанной» батареи, содержащей  $R$  «ветвей» по  $l$  конденсаторов в каждой, полная емкость равна:

$$C = \sum_{j=1}^k \left( \frac{1}{\sum_{i=1}^l \frac{1}{C_i}} \right). \quad (1.49)$$

Выбор нужного типа батареи является одним из элементов расчета электротехнической схемы.

## 1.4 Поляризация диэлектриков

Согласно изложенному выше, п. 1.2, к диэлектрикам (изоляторам) относятся твердые и жидкие вещества с атомно-молекулярной структурой, не содержащей свободных носителей электрического заряда – электронов и ионов.

Поэтому при создании электрического поля в диэлектрике происходит лишь незначительное (в пределах атомных масштабов) смещение носителей зарядов, так что центры положительных и отрицательных зарядов, совпадающие в отсутствие поля, теперь расходятся (механизм этого эффекта рассматривается ниже). В результате во всем объеме диэлектрика возникают пары одинаковых связанных зарядов противоположного знака – «электрические диполи», количественно характеризующиеся дипольным моментом

$$\vec{P} = q\vec{l} \quad (1.50)$$

(вектор  $\vec{P}$  направлен от отрицательного «полюса» к положительному). Как видно из рисунка 1.10, во внешнем (однородном) электрическом поле на диполь действует пара сил, создающая вращающий момент

$$\vec{M} = [\vec{P}\vec{E}] \quad (1.51)$$

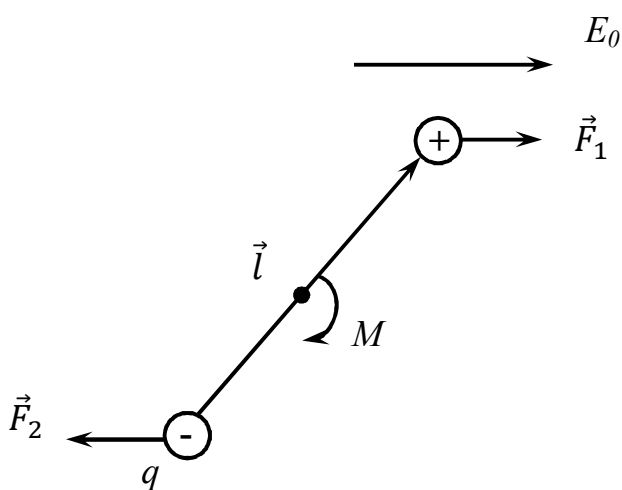


Рисунок 1.10

(в неоднородном поле на диполь действует также сила, стремящаяся «втянуть» его в область с большей напряженностью). Если диполь «жесткий», т. е.  $l = const$ , то он будет ориентироваться в электрическом поле вектором  $\vec{P}$  параллельно  $\vec{E}$ . Если же диполь «нежесткий», то его момент  $\vec{P}$  будет зависеть от напряженности поля  $\vec{E}$ , возрастая приблизительно пропорционально  $\vec{E}$ .

В различных диэлектрических веществах могут реализовываться обе

ситуации. Молекулы многих веществ (например, газов типа водорода, кислорода и др.), обладающие определенной симметрией относительно расположения атомов, являются «неполярными», т. е. не обладают постоянным дипольным моментом. Во внешнем электрическом поле возникает «поляризация» молекулы – центры положительного и отрицательного зарядов расходятся на некоторое расстояние  $l$  порядка атомных масштабов ( $10^{-10}$ ), и молекула

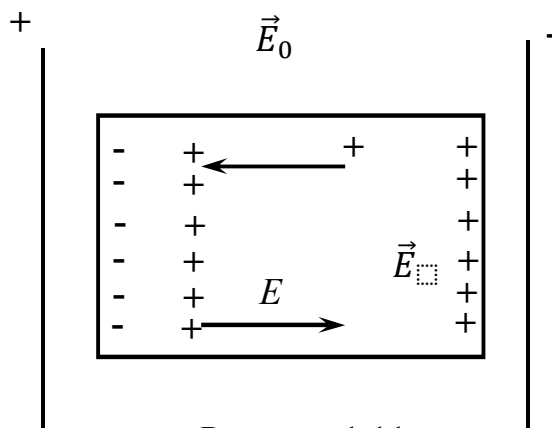


Рисунок 1.11

становится диполем. Величина суммарного дипольного момента вещества  $\vec{P}$ , обусловленного этой «электронной» поляризацией, оказывается пропорциональной напряженности поля в диэлектрике  $\vec{E}$ . В системе СИ эта закономерность выражается формулой вида



$$\vec{P} = \varepsilon_0 \alpha \vec{E}, \quad (1.52)$$

где  $\alpha$  называется поляризуемостью диэлектрика.

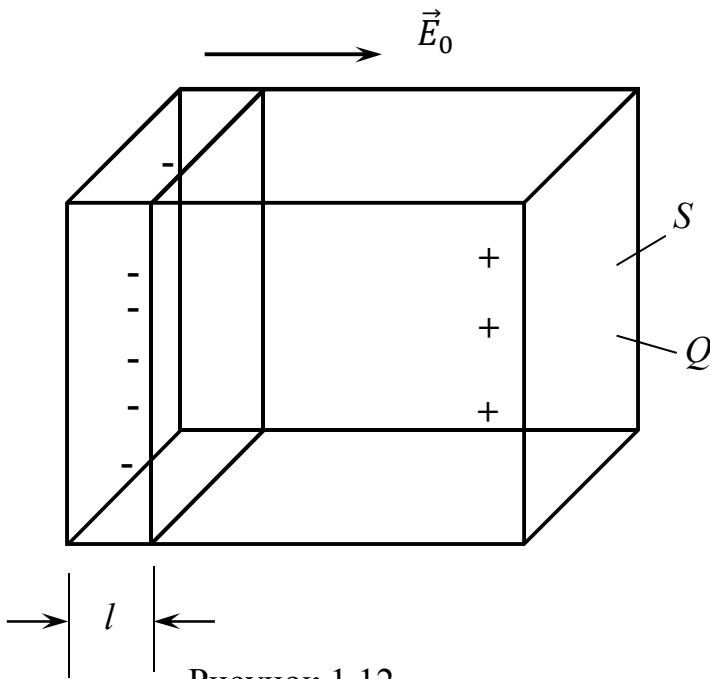


Рисунок 1.12

Молекулы ряда веществ, типичным представителем которых является вода, обладают «жестким» постоянным дипольным моментом и в отсутствии внешнего поля, что обусловлено несимметричностью взаимного расположения атомов в молекуле. В отсутствии поля диполи ориентированы хаотически, и суммарная величина  $\vec{P}$  для вещества равна нулю. При наложении поля дипольные моменты ориентируются преимущественно вдоль поля, как было указано выше, что обуславливает

появление отличного от нуля дипольного момента  $\vec{P}$  диэлектрика в целом. Однако полная упорядоченность оказывается зависящей как от величины  $\vec{E}$ , так и от температуры вещества  $T$ : чем больше  $\vec{E}$  и ниже  $T$ , тем выше степень ориентации дипольных моментов и тем больше суммарный дипольный момент диэлектрика. Напротив, при уменьшении  $\vec{E}$  и повышении  $T$  хаотичность ориентации диполей усиливается, и величина  $\vec{P}$  уменьшается. В результате между векторами  $\vec{P}$  и  $\vec{E}$  вновь имеет место соотношение (1.52), однако поляризуемость диэлектрика  $\alpha$  оказывается зависящей от температуры. Теория показывает, что при не слишком низких температурах  $\alpha \sim \frac{1}{T}$ ; в очень сильных полях могут наблюдаться существенные отступления от соотношения (1.52).

Итак, физическая сущность поляризации диэлектрика, помещенного во внешнее электрическое поле, заключается в появлении в объеме вещества «молекулярных диполей», которые в совокупности образуют дипольный момент диэлектрика в целом  $P$ , в первом приближении пропорциональный напряженности поля в диэлектрике. Как видно из рисунка 1.11, в результате этого на внешних поверхностях диэлектрика появляются поляризационные («связанные») заряды, создающие встречное поле  $\vec{E}$  в диэлектрике, ослабляющее внешнее поле  $\vec{E}_0$ . При некотором формальном сходстве этого явления с электризацией проводника, показанной схематически на рисунке 1.5, между ними существует и глубокое различие. При поляризации диэлектрика, в отличие от электризации проводника, происходит «разделение» зарядов лишь на «микроскопические» расстояния – порядка  $10^{-10}$  м. Если разделить тело П на

рисунке 1.5 на две части и убрать заряд  $q$ , то части проводника окажутся заряженными с противоположными знаками. Если же разделить пополам диэлектрик на рисунке 1.11, то после снятия внешнего поля части диэлектрика окажутся нейтральными: разделить поляризационные (связанные) заряды оказывается невозможным. «Встречное» поле в проводнике всегда оказывается достаточным для полной компенсации внешнего поля, так что внутри проводника поле  $E$  равно нулю. В диэлектриках появление поляризационных зарядов оказывается недостаточным для полной компенсации внешнего поля, созданного в результате поляризации встречным полем. Для того чтобы в этом убедиться, сделаем ориентировочный расчет типа проведенного в п. 1.2. Пусть диэлектрик имеет форму кубика с ребром 1 см и содержит порядка  $n \sim 10^{22}$  атомов в  $1 \text{ см}^3$  (рисунок 1.12). Число диполей, создающих поляризационный заряд  $q$  на одной из граней диэлектрика, очевидно, равно  $nSl$ , где  $n$  – число диполей в единице объема вещества. Полный поляризованный заряд на каждой из двух граней будет равен  $Q = nslq$ , а поверхностная плотность заряда на этих гранях:

$$\sigma = \frac{Q}{S}. \quad (1.53)$$

В результате в диэлектрике возникает встречное поле  $E' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{P}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon dE}{\varepsilon_0}$ , или  $E' = \alpha E = n\beta E$ , где  $\beta$  – поляризуемость одной молекулы – порядка  $a^3$ ,  $a$  – размер молекулы. Отсюда находим оценку:

$$E' \approx n\alpha^3 E. \quad (1.54)$$

Поскольку  $E = E_0 - E' \approx E_0 - n\alpha^3 E$ , то

$$E = \frac{E_0}{1 + n\alpha^3} < E_0. \quad (1.55)$$

Таким образом, внутреннее поле в диэлектрике никогда не обращается в нуль, а мерой ослабления поля в диэлектрике является упомянутая выше диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$ .

Из формулы (1.53) виден смысл введения вектора поляризации диэлектрика  $\vec{P}$ : его величина численно равна поверхностной плотности  $\sigma$  поляризационных зарядов. Отметим, что при выводе (1.53) предполагалась перпендикулярность вектора  $\vec{E}_0$  поверхности диэлектрика; в иных случаях величина  $\sigma$  равна величине нормальной (к поверхности) составляющей этого вектора  $P_n$ .

В векторной форме величину поля  $\vec{E}'$ , созданного поляризационными зарядами, можно представить в виде:

$$\vec{E}' = \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0}. \quad (1.56)$$

Тогда поле в диэлектрике представляется как

$$\vec{E} = \vec{E}'_0 - \vec{E}' = \vec{E}_0 - \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0}, \quad (1.57)$$

откуда

$$\varepsilon_0 \vec{E}'_0 = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.58)$$

или, с учетом (1.52):

$$\varepsilon_0 \vec{E}'_0 = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \alpha \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \alpha) \vec{E}. \quad (1.59)$$

Величина

$$\varepsilon_0 \vec{E} = \vec{D} \quad (1.60)$$

характеризует распределение электростатического поля, созданного «свободными» зарядами, которое не зависит от наличия диэлектриков в этом поле, и называется вектором электрического «смещения» (применяется также термин «вектор электростатической индукции», который менее удачен, поскольку не отражает сущность явления поляризации диэлектриков).  
Величина

$$1 + \alpha = \varepsilon \quad (1.61)$$

представляет собой относительную диэлектрическую проницаемость вещества. С учетом обозначений (1.60) и (1.61) формула (1.58) принимает вид:

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (1.62)$$

а (1.59) – вид:

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon}. \quad (1.63)$$

Распределение вектора  $\vec{D}$  в пространстве можно характеризовать картиной «линий смещения», касательные к которым в каждой точке определяют направление вектора  $\vec{D}$  в этой точке. В отличие от силовых линий, характеризующих распределение вектора  $\vec{E}$ , линии смещения (или «линии индукции») непрерывны на границах диэлектриков с различными величинами  $\varepsilon$ . Действительно, на границе, например, вакуума с диэлектриком происходит скачок напряженности поля от  $E_0$  до  $E = E_0/\varepsilon$ , поэтому часть силовых линий «теряется» на границе, в отличие от линий смещения. В этом заключается основной смысл введения величины  $\vec{D}$ .

Используя величину  $\vec{D}$ , можно выразить сформулированную выше теорему Гаусса – Остроградского (1.15) в виде:

$$\Phi_D = \sum_n^{\vec{E}} q_{\text{св}}, \quad (1.64)$$

где в первой части стоит сумма «свободных» зарядов внутри замкнутой поверхности. При этом можно выразить следствия этой теоремы, приведенные в п. 1.1, для величины вектора  $D$  вместо  $E$ , например поля, созданного заряженной сферой равно

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}, \quad (1.65)$$

а смещение поля в плоском конденсаторе

$$D = \sigma \quad (1.66)$$

и т. д.

Возникновение поляризационных зарядов на диэлектриках, помещенных в электростатическое поле, приводит к появлению механических (по старой терминологии – «пондеромоторных») сил, действующих на диэлектрики, что легко наблюдается в различных опытах, описанных в общих курсах физики. В результате действия сил в диэлектриках возникают механические напряжения, и диэлектрики деформируются; это явление называется «электрострикцией».

В изотропных средах, в том числе газах и жидкостях, электрострикция проявляется в виде изменения плотности диэлектрика под действием электрического поля; относительное изменение объема  $\frac{\Delta V}{V} = AE^2$ , где  $A$  – коэффициент, знак и величина которого различны для разных диэлектриков. В результате явления электрострикции диэлектрик, помещенный в переменное электрическое поле с частотой  $\omega$ , колеблется с удвоенной частотой  $2\omega$ , что является характерной особенностью подобных «квадратичных» эффектов. На этом основана возможность практического применения электрострикции для целей преобразования электрических колебаний в звуковые. Однако обычно величина электрострикции для твердых диэлектриков очень мала и не имеет большого практического значения. Значительно более широкое применение нашло формально сходное явление – «обратный пьезоэффект», который, будучи линейным (по  $E$ ), обычно на несколько порядков больше электрострикции.

Многие кристаллы обнаруживают поляризацию при механическом деформировании; это явление называется «пьезоэлектрическим эффектом» (пьезоэффектом). Он наблюдается на кристаллах кварца ( $SiO_2$ ), сегнетовой соли ( $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ ), цинковой обманки, турмалина, титаната бария и др. Эти кристаллы характеризуются ионным типом связи («ионные кристаллы», см. т. I гл. 8). Кристаллическая решетка представляет собой несколько «простых» решеток (решеток Браве), «вставленных» друг в друга и состоящих из положительных или отрицательных ионов (например, в случае  $NaCl$  – из ионов  $Na^+$  и  $Cl^-$ ). При механическом деформировании таких кристаллов в них происходят структурные изменения – деформация элементарных ячеек (например, при сжатии элементарного «кубика» он превращается в параллелепипед) и сдвиг решеток Браве относительно друг друга. При этом сдвиге в результате соответствующего смещения электрических зарядов

возникает поляризация диэлектрика. Теория показывает, что такой эффект может наблюдаться только для кристаллических решеток, элементарная ячейка которых не имеет центра симметрии; поэтому пьезоэффект наблюдается в указанных выше кристаллах с низкой симметрией (например, в кристаллах  $\text{CaCl}_2$ , элементарная ячейка которых имеет центр симметрии, пьезоэффект не наблюдается). Наиболее практическое применение из всех пьезокристаллов нашел кварц, у которого достаточная величина эффекта сочетается с хорошими тепловыми и механическими свойствами (высокой температурой плавления и большой прочностью).

Большое практическое значение имеет также «обратный» пьезоэффект – возникновение механических деформаций при поляризации диэлектрика в электрическом поле. Если наложить на диэлектрик переменное электрическое поле, то в нем возникают механические колебания (обычно ультразвуковой частоты). Это явление обладает внешним сходством с упомянутой выше электрострикцией. Однако в действительности между этими двумя явлениями существует коренное различие. Электрострикция возникает во всех диэлектриках в результате воздействия электрического поля на им же поляризованный диэлектрик; поэтому величина эффекта пропорциональна квадрату напряженности поля ( $E^2$ ) и потому не зависит от знака величины  $E$  (т. е. направления поля). Обратный пьезоэффект возникает только в ионных кристаллах с низкой симметрией, и его величина пропорциональна величине напряженности  $E$ . Знак деформации при этом зависит от направления поля: при изменении знака  $E$  сжатие кристалла переходит в растяжение, и наоборот.

Прямой и обратный пьезоэффект широко применяется на практике при конструировании электроакустических и измерительных приборов, к которым относятся, например, пьезоэлектрический микрофон и телефон, пьезоэлектрический адаптер (в проигрывателях), различные измерители вибраций и шума и т. д. Кварцевая пластинка, в которой под действием переменного электрического поля возникают мощные ультразвуковые колебания, используется как источник ультразвука в технике, биологии, медицине и других областях (см. т. I, гл. 7). Особое практическое значение имеют кварцевые эталоны частоты, на которых следует остановиться более подробно (см. ниже). В последнее время в связи с бурным развитием квантовой электроники в метрологии и службе времени используются квантовые стандарты частоты, «атомные» и «молекулярные» часы. Однако кварцевые стандарты также не потеряли своего значения ввиду своей простоты, надежности и высокой стабильности и используются в качестве «вторичных» эталонов, подлежащих периодической проверке по «первичным» (квантовым) эталонам. Сигналы точного времени, передаваемые по системе широкого радиовещания и телевидения, вырабатываются «кварцевыми часами» (см. ниже).

Пьезоэлектрические свойства кварца используются в высокочастотном генераторе электрических колебаний – кварцевом генераторе, в котором резонансной системой служит кварцевая пластинка, кольцо или брусок,

вырезанные определенным образом из кристаллического кварца. Стабильность электрических колебаний, вырабатываемых генератором, поддерживается синхронными механическими колебаниями кварцевого резонатора на очень высоком уровне: относительный уход частоты  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$  составляет  $10^{-3}$ – $10^{-5}$  %. Резонансная частота кварцевой пластинки зависит от ее размеров и свойств кварца; например, для так называемого «Х-среза» кварца частота  $f$  (в МГц) равна  $2,86/d$ , где  $d$  – толщина пластинки в мм. Включение кварцевой пластинки в электрическую схему осуществляется с помощью специальных держателей, образующих конденсатора, или иными методами. Обычно пластинка вместе с держателем помещается в вакуум с целью исключить влияние окружающего воздуха на колебания и тем самым повысить стабильность частоты. При применении специальных мер (термостатирование генератора, применение специальных сортов кварца, стабилизация источника питания, амортизация) стабильность частоты может быть доведена до  $10^{-9}$ . Мощность кварцевого генератора зависит от механической прочности и размеров пластинки, которые, в свою очередь, определяют резонансную частоту генератора. Диапазон частот генератора – от нескольких кГц до нескольких десятков МГц, а его мощность обычно составляет несколько десятков Вт. Для получения частот в СВЧ-диапазоне ( $10^8$ – $10^{10}$  Гц) с сохранением стабильности частоты порядка указанной выше применяются методы многократного умножения основной частоты. Такие системы могут использоваться в качестве стандартов частоты в радиотехнике, калибраторов, служащих для установления опорной точки, градуировке шкал радиопередатчиков и радиоприемников, контроля частоты радиопередатчиков и т. д. Особое значение имеют «кварцевые часы», используемые в службе времени, ход которых определяется колебаниями кварцевого резонатора.

Кварцевые часы содержат кварцевый генератор, преобразователи (умножители и делители) частоты, синхронный двигатель, приводящий в действие стрелочные часы или устройство для цифрового отсчета, и контактное устройство для выдачи сигналов точного времени. Обычно в службе времени применяются группы из трех и более кварцевых часов. Поскольку стабильность частоты кварцевых колебаний  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$  изменяется примерно на  $10^{-8}$  на 1 К, то применяется термостатирование кварцевого резонатора с точностью до 0,001 К, что позволяет обеспечить стабильность до  $10^{-10}$  за сутки. Однако за счет изменений питающего напряжения ( $\pm 10$  %) может иметь место уход частоты на  $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-8}$ ; поскольку имеются и некоторые другие причины возможного ухода частоты кварцевых часов, то в настоящее время их уход во многих случаях контролируется с помощью квантовых стандартов частоты (они будут подробно рассмотрены в т. III, гл. 6).

Некоторые из упомянутых выше пьезоэлектрических кристаллов, особенно турмалин, обладают особым свойством – наличием самопроизвольной («спонтанной») поляризации даже в отсутствие

электрического поля или механических напряжений. Это явление называется пьезоэлектричеством, а сами такие кристаллы – пьезоэлектриками. Оно обусловлено наличием относительного сдвига упомянутых выше ионных решеток Браве даже в отсутствии механических деформаций, так что на поверхностях кристалла имеются связанные заряды обоих знаков. В обычных условиях (кристалл на открытом воздухе) на поверхностях кристаллов оседают ионы, всегда содержащиеся в воздухе, хотя и в небольшом количестве, и их заряд «маскирует» существование спонтанной поляризации диэлектрика. При нагревании сдвиг ионных решеток кристалла возрастает, эффект усиливается и становится заметным («прямой пьезоэлектрический эффект»). При адиабатическом (без теплообмена с окружающей средой) изменении электрического поля, наложенного на кристалл, температура пьезоэлектрического кристалла изменяется; это явление называется «обратным» пьезоэлектрическим эффектом. Между прямым и обратным пьезоэлектрическим эффектом существует определенная количественная взаимосвязь.

Пьезоэлектрические кристаллы можно использовать в практических целях для обнаружения инфракрасного излучения по его тепловому эффекту; этот способ обладает исключительной чувствительностью – можно измерить изменение температуры пьезоэлектрического кристалла на величину порядка  $10^{-6}$  К. В таких «пьезоэлектрических приемниках» используют титанат бария, титанат свинца и другие вещества в виде тонкой пластины, на которую наносятся электроды, покрытые слоем поглотителя. С их помощью регистрируется оптическое излучение с длинами волн от десятых долей мкм до нескольких мм. Пьезоэлектрические приемники применяют при исследовании быстропеременных тепловых процессов, в спектральных приборах для научных исследований, в дистанционных температурных датчиках, а также разнообразных системах «тепловидения».

Спонтанная поляризация наблюдается также в «сегнетоэлектрических» кристаллах или «сегнетоэлектриках», к которым помимо упомянутой выше сегнетовой соли, относятся также тартрат (соли винной кислоты), титанат бария ( $BaTiO_3$ ) и др. Особенностью сегнетоэлектриков, в отличие от рассмотренных выше пьезоэлектриков, является наличие температурной области, в которой происходит фазовый переход между поляризованным и неполяризованным состояниями: при некоторой температуре, называемой «точкой Кюри» (например, для титаната бария  $T_K = 120$  °С), спонтанная поляризация исчезает. Другим отличием сегнетоэлектриков от пьезоэлектриков является возможность изменения направления спонтанной поляризации кристалла сравнительно слабым внешним электрическим полем. При отсутствии внешнего поля сегнетоэлектрик содержит множество областей самопроизвольной поляризации – «доменов» – с хаотически ориентированными векторами дипольного момента. Существование доменной структуры «выгодно» с термодинамической точки зрения, поскольку она соответствует минимуму энергии кристалла (при ориентации доменов в одном направлении вокруг сегнетоэлектрика существует электрическое поле, обладающее определенной

энергией). В результате наличия доменной структуры сегнетоэлектрик в целом в отсутствие внешнего поля не обнаруживает поляризацию. Однако при наложении внешнего поля возникает преимущественная ориентация дипольных моментов доменов вдоль направления вектора  $\vec{E}$ , причем степень этой ориентации с усилением внешнего поля возрастает. Поскольку домены являются «микроскопическими» областями, размеры которых велики по сравнению с атомными масштабами, то их дипольные моменты также велики, и в результате относительная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков достигает аномально больших значений (для сегнетовой соли  $E \sim 10^4$ ), причем, согласно изложенному выше, зависит от напряженности внешнего поля (т. е. зависимость между «внутренним» полем  $\vec{E}$  и внешним полем  $\vec{E}_0$  оказывается нелинейной (см. формулу (1.63)). Кроме того, состояние поляризации сегнетоэлектрика не определяется однозначно величиной электрического поля, а зависит от предшествовавших состояний кристалла; это явление называется «диэлектрическим гистерезисом». При повышении температуры до точки Кюри тепловые колебания кристаллической решетки настолько усиливаются, что существование областей спонтанной поляризации оказывается невозможным, и сегнетоэлектрик превращается в обычный «линейный» диэлектрик с небольшим постоянным значением относительной диэлектрической проницаемости.

Сегнетоэлектрические материалы в виде монокристаллов, керамики, пленок нашли широкое применение в технике и научных исследованиях. Очень высокое значение относительной диэлектрической проницаемости позволяют использовать эти материалы при изготовлении конденсаторов высокой удельной емкости. В различных источниках и приемниках ультразвука, акустических преобразователях, манометрических датчиках и т. п. они используются в качестве пьезоэлектрических материалов. Вблизи температуры фазового перехода в некоторых сегнетоэлектриках имеет место резкое изменение электрического сопротивления; это явление используется в специальных приборах – позисторах, предназначенных для автоматического контроля и измерения температуры. Широкое распространение в системах автоматики, контроля и управления получили нелинейные конденсаторы – «вариконды», свойства которых основаны на сильной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков от напряженности электрического поля. Зависимость величины самопроизвольной поляризации от температуры обуславливает использование сегнетоэлектриков в различных приемниках электромагнитного излучения в видимой и инфракрасной спектральной области. Эти материалы применяются также в качестве элементов разнообразных оптических систем – электрооптических затворов и оптических модуляторов, элементов умножения частоты и устройствах нелинейной оптики и системах управления световыми пучками, в частности, для визуализации изображений в инфракрасных лучах. Расширяется область применения сегнетоэлектрических материалов в запоминающих устройствах



электронно-вычислительных машин и телемеханических и телеметрических системах.

Наряду с сегнетоэлектричеством, существует явление родственной физической природы – «антисегнетоэлектричество». В антисегнетоэлектриках вместо областей спонтанной параллельной ориентации дипольных моментов существуют области спонтанной «антипараллельной» ориентации диполей; в целом дипольный момент всего кристалла равен нулю. При определенной температуре – «антисегнетоэлектрической» точке Кюри – происходит фазовое превращение – переход кристалла в «неупорядоченное» состояние, характерное для обычного диэлектрика. В этой точке относительная диэлектрическая проницаемость максимальна, однако обычно меньше, чем у сегнетоэлектриков. В слабых полях антисегнетоэлектрик обнаруживает «линейную» поляризацию, однако в сильных полях наблюдаются эффекты, аналогичные имеющим место для сегнетоэлектриков, в частности, диэлектрический гистерезис. Полное объяснение этих явлений дается в квантовой теории кристаллических твердых тел.

От пьезоэлектриков, которые являются термодинамически устойчивыми системами, следует отличать «электреты» – диэлектрики, способные сохранять состояние поляризации длительное время и создающие в окружающем пространстве электрическое поле; они являются «электрическими аналогами» постоянных магнитов. Электреты изготавливаются из различных материалов, например, воска, синтетических смол и других термоактивных пластмасс. Диэлектрик нагревается до состояния «размягчения», поляризуется в сильном электрическом поле и затем охлаждается; при этом ориентация дипольных моментов «замораживается» на многие сутки и даже годы. Одним из применений электретов являются «ячейки памяти» в запоминающих устройствах электронно-вычислительных машин (см. ниже). В результате различных «релаксационных процессов» в диэлектрике, в частности, связанных с тепловыми колебаниями молекул, поляризация электрета, в конце концов, исчезает, и он подлежит «регенерации». Сильно поляризованный электрет создает в окружающем пространстве длительно сохраняющееся электрическое поле; это свойство используется при проведении различных научных исследований. При помещении в электрическое поле поляризованный электрет приобретает дополнительный момент

$$\Delta \bar{P} = \bar{P} - \bar{P}_0 = \varepsilon_0 \alpha \bar{E}, \quad (1.67)$$

где величина  $\bar{P}_0$  характеризует «постоянную» поляризации диэлектрика, а  $\alpha$  – его поляризуемость, причем в первом приближении  $\bar{P}_0$  и  $\alpha$  не зависят от  $\bar{E}$ .

Законы электростатики лежат в основе действия различных приборов и устройств, применяемых в технике и научных исследованиях, некоторые из основных типов этих приборов будут рассмотрены в п.1.6. В то же время ряд постоянно наблюдаемых в природе явлений также обусловлен проявлением электростатических взаимодействий между наэлектризованными телами, хотя и

не сводится к ним полностью. Такие явления рассматриваются в п. 1.5. В заключение следует особо подчеркнуть, что электростатическое взаимодействие зарядов отнюдь не исчезает, если они приходят в движение. Если, например, заряд движется в электростатическом поле  $\vec{E}$ , то на него действует сила  $\vec{P} = q\vec{E}$ , которая будет изменяться, если поле неоднородно, т. е.  $\vec{E}$  изменяется от точки к точке. Если же поле однородно ( $E = const$ ), что имеет место, например, внутри плоского конденсатора, то и сила, действующая на движущийся заряд, будет такой же, как и в случае покоящегося заряда. Между движущимися зарядами возникает дополнительное «магнитное» взаимодействие, рассматриваемое ниже, в гл. 6, однако его наличие вовсе не «отменяет» изложенных выше законов электростатики. Другое дело, что магнитное взаимодействие зарядов (в проводниках с током) может оказаться намного сильнее электростатического взаимодействия зарядов. Это обстоятельство следует постоянно иметь в виду при рассмотрении сил, действующих на заряды в электрических и магнитных полях (см. ниже п. 6.3).

### 1.5 Электрокинетические и электрокапиллярные явления

Большое практическое значение имеют явления переноса массы в многофазных системах, обычно дисперсных, под действием электрического поля – «электрокинетические» явления, которые используются в различных технологических процессах и часто встречаются в природе. Рассмотрим некоторые явления этого типа, которые могут быть поняты на базе основных представлений электростатики.

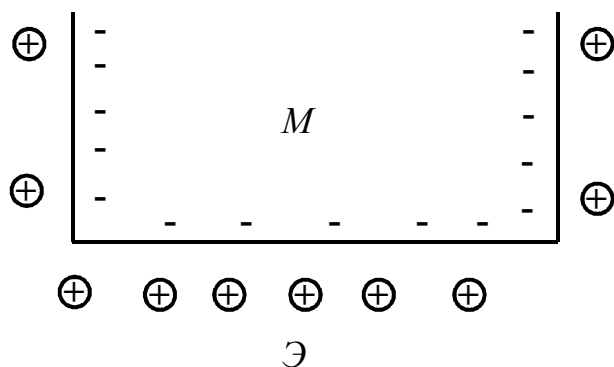


Рисунок 1.13

На границах раздела фаз, например, границах между металлическим электродом и раствором электролита, между раствором (жидкостью) и диспергированными в нем твердыми частицами и т. д., часто возникает «двойной электрический слой», т. е. два слоя зарядов противоположных знаков, расположенные по обе стороны границы и подобные

«обкладкам» плоского конденсатора. В качестве иллюстрации на рисунке 1.13 схематически показано образование двойного электрического слоя на границе металл–электролит. Если, например, пластинка из  $Ag$  помещена в раствор азотнокислого калия  $KNO_3$ , то ионы  $Ag^+$  на границе раздела переходят из металла в раствор, в результате чего граница со стороны металла заряжается отрицательно. Тогда ионы  $K^+$ , находящиеся в большом количестве в растворе, притягиваются к границе и образуют положительную «обкладку» двойного электрического слоя. Если бы отсутствовало тепловое движение, то все ионы

образовали бы плотный слой непосредственно у границы раздела («слой Гельмгольца»); наличие теплового движения приводит к существованию в окрестности металлической поверхности более разреженного – «диффузного» слоя («слоя Гуи»). Степень «диффузности» двойного электрического слоя с повышением температуры, естественно, возрастает. Толщина слоя Гельмгольца не превышает нескольких  $\text{\AA}$  (до  $10^{-9}$  м), поэтому двойной электрический слой на границе раздела двух фаз подобен плоскому конденсатору с большой электроемкостью (порядка  $0,1 \text{ Ф/м}^2$ ), в котором действует сильное электростатическое поле (с напряженностью порядка  $10^8 \text{ В/м}$ ). Таким образом, на межфазной границе возникает скачок потенциала порядка  $10^{-1} \text{ В}$ . При перемещении частиц одной фазы относительно другой, например, частиц в растворе, некоторая область слоя Гуи может быть вовлечена в движение вместе с жидкостью относительно твердой поверхности. Часть общей разности потенциалов в двойном электрическом слое, обусловленная этой «диффузной» областью, называется «электрокинетическим потенциалом» (или дзета-потенциалом). Эта величина ( $S$ ) зависит от общего количества зарядов у границы раздела фаз и их распределения в диффузном двойном электрическом слое. Обычно величина  $S$ , например, для диспергированных в воде капелек масла и пузырьков воздуха и т.п., составляет до  $0,06 \text{ В}$ .

Величина дзета-потенциала играет определяющую роль в явлениях, возникающих при создании электрического поля в многофазной (дисперсной) системе. Наложение поля, направленного вдоль границы раздела фаз, приводит к смещению подвижной части ионного заряда в растворе (жидкости) и, в конечном счете, к относительному перемещению фаз. Если принять, что этот «подвижный» заряд  $\rho$  находится на расстоянии  $\delta$  (порядка нескольких межмолекулярных расстояний) от поверхности раздела фаз и движется со скоростью  $\mathcal{V}$  при наложении внешнего поля с напряженностью  $E$ , то приравняв силу  $\rho E$ , действующую на заряд со стороны поля, и силу трения  $\eta \mathcal{V}/\delta$ , обусловленную вязкостью жидкости ( $\eta$  – коэффициент вязкости жидкости), можно прийти к формуле, выражающей скорость движения:

$$\mathcal{V} = \left( \rho \frac{\delta}{\eta} \right). \quad (1.68)$$

Используя указанные выше представления о двойном электрическом слое как «плоском конденсаторе», и введя величину  $\xi$ , можно получить так называемое «уравнение Смолуховского»:

$$\mathcal{V} = \frac{\varepsilon \xi E}{4\pi\eta}, \quad (1.69)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость жидкости (раствора). Более точная теория приводит к выводу о необходимости ввести в правую часть (1.69) множитель  $0 < f \leq \frac{1}{4}$ , величина которого зависит от целого ряда факторов.

Существуют «прямые» электрокинетические явления перемещения фаз под действием электрического поля и «обратные» им явления возникновения

поля при механическом перемещении фаз. К «прямым» процессам относятся электрофорез, т. е. перемещение в жидкости воздуха или другого газа, взвешенных частиц или капелек другой жидкости, а также электроосмос – движение жидкости через капилляры или твердые пористые перегородки (в обоих случаях, разумеется, при наличии электрического поля). Обратным электрофорезу является потенциал оседания («седиментационный потенциал») или эффект Дорна – появление разности потенциалов в жидкости в направлении движения фаз (оседания взвешенных твердых частиц); обратным электроосмосу является «потенциал течения или протекания» – возникновение разности потенциалов на пористой диафрагме, через которую проходит жидкость под действием давления извне (или на концах капилляра). Эти явления играют большую роль в различных биологических, геологических и почвенных процессах, а также многочисленных технологических процессах, связанных с наличием дисперсных систем.

Наиболее важные практические применения имеет электрофорез – направление движения коллоидных (дисперсных) частиц (или больших ионов, например, макромолекул) под действием внешнего электрического поля. Скорость движения частиц приближенно определяется формулой (1.68). Это явление используется в технике, биологии и медицине для осуществления самых разнообразных процессов. В химической промышленности электрофорез обычно используется для целей разделения веществ, например, выделения каучука из латекса, отделения каолина от песка, очистке воды. В лакокрасочном производстве и других отраслях техники широко применяется нанесение электрофоретических покрытий, которые получают посредством электрофореза коллоидных частиц (обычно покрытие ожидается на катоде). Весьма многообразны применения электрофореза в биологических исследованиях. Изучение этого явления дает информацию о структуре двойного электрического слоя на биологических мембранах – оболочках, окружающих живые клетки. Кроме того, электрофорез используется для анализа, разделения и очистки биополимеров, и, прежде всего, белков, а также бактериальных клеток, вирусов, аминокислот, витаминов и т. д. Основными методами практического осуществления этого процесса являются «фронтальный» (т. е. свободный) электрофорез белков в растворе и наиболее распространенный в настоящее время «зональный» электрофорез с использованием инертных носителей, в качестве которых применяются различные гели, бумага и т. д. (в этом процессе разделяемые фракции образуют в объеме носителя отдельные «зоны»). Очень эффективным является сочетание электрофоретических методов с другими способами разделения органических соединений, в частности, с хроматографией.

Хроматография заключается в последовательном пропускании растворов через слои пористых поглощающих материалов – сорбентов, в результате чего возникает зональное распределение разделяемых компонентов – «хроматограмма»; при этом применение электрического поля повышает эффективность разделения смеси (часто этот метод называют

«электрохроматографией»). Дальнейшее повышение эффективности разделения биополимеров достигается в методе «диск-электрофореза» путем концентрирования зон электрофоретического разделения в гелях. Электрофорез применяют также в пищевой промышленности для очистки фруктовых соков, при разделении эмульсий в нефтяной промышленности и в других областях техники.

Важные практические применения получил электрофорез в медицине.

Упомянутые выше методы разделения биоорганических веществ применяются не только в биологических, но и в медицинских (клинических) исследованиях, например, при анализе сыворотки крови для исследования белков, с целью диагностики различных заболеваний. В терапии метод электрофореза (или «ионофореза») используется в качестве физиотерапевтической процедуры введения ионов лекарственных веществ в организм больного через кожу (или слизистые оболочки). Достоинствами метода являются достижение продолжительного терапевтического эффекта сравнительно малых доз лекарственных веществ и возможность одновременного введения нескольких лекарственных средств. Метод электрофореза применяется при лечении различных заболеваний центральной и периферической нервной системы, опорно-двигательного аппарата и др.

Электроосмос (или электроэндоосмос) представляет собой движение жидкости через пористые перегородки – «мембраны» при наложении электрического поля. Экспериментальным путем были установлены следующие закономерности явления: объем жидкости, протекающей через мембрану за единицу времени и отнесенный к единице силы тока, не зависит от площади поверхности и толщины мембраны, при прочих равных условиях количество протекающей за единицу времени жидкости пропорционально силе тока и уменьшается с увеличением электропроводности раствора. Элементарная теория, основанная на представлениях о наличии двойного электрического слоя на границе раздела жидкости и твердой фазы, подобного заряженному плоскому конденсатору, приводит к следующему основному уравнению электроосмоса:

$$V = \frac{\varepsilon \xi}{\gamma \eta} t, \quad (1.70)$$

где  $V$  – объем жидкости, протекающий через мембрану за время  $t$ ,  $\gamma$  – электропроводность раствора, остальные обозначения те же, что в формуле (1.69). Если расположить мембрану горизонтально, то наблюдается появление гидростатического давления в результате электроосмоса, аналогично обычному явлению осмоса, описанному, в т. I. Величина электроосмотического давления  $\Delta P$  оказывается пропорциональной разности потенциалов  $\Delta \varphi$ :

$$\Delta P = \frac{8\varepsilon \Delta \varphi}{\bar{r}^2} \xi, \quad (1.71)$$

где  $r$  – средний радиус пор (капилляров) в мембране.

Электроосмос, помимо различных применений в коллоидной химии и биологии, получил широкое распространение во многих областях техники. В

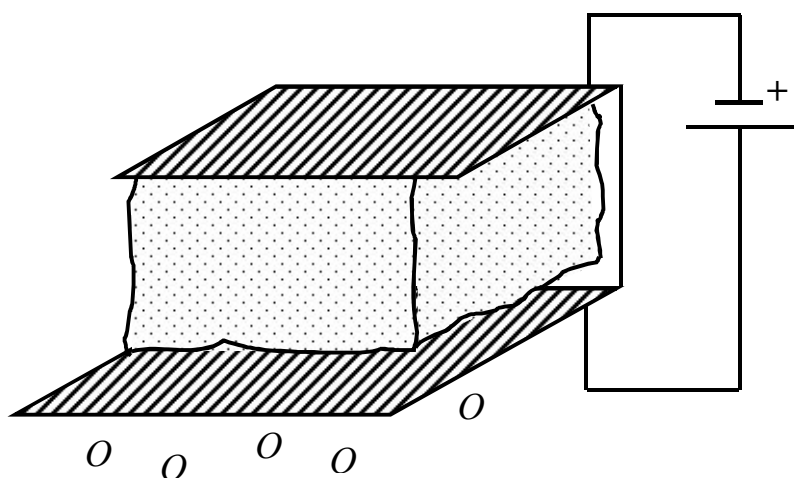


Рисунок 1.14

строительстве это явление используется для удаления избыточной влаги из почвы при прокладке транспортных магистралей. Электроосмос нашел применение в качестве способа очистки воды и различных технических жидкостей. Особое значение имеет использование этого явления в процессах электрической сушки различных пористых и

волоконных веществ. Простейшая схема такого процесса показана на рисунке 1.14. Тюк влажного пористого или волокнистого материала помещен между электродами, выполненными в виде металлических сеток. В результате электроосмоса вода перемещается вниз, к катоду, и вытекает через сетку.

Явление обратное электрофорезу (эффект Дорна или «потенциал оседания») можно наблюдать в простом опыте. В сосуде с водой оседают песчинки под действием силы тяжести; при этом между электродами, расположенными у верхнего края жидкости и дна сосуда, возникает разность потенциалов. Величина эффекта обычно очень мала, что затрудняет количественное изучение эффекта и его практическое использование.

Явление обратное электроосмосу («потенциал течения (протекания)» или эффект Квинке), наблюдается, например, при проталкивании воды под действием избыточного давления через пористую пробку. По обе стороны пробки расположены металлические электроды, соединенные с чувствительным вольтметром, который регистрирует разность потенциалов («потенциал протекания»)  $U$ . Экспериментально было показано, что потенциал протекания пропорционален разности давлений  $\Delta P$  и не зависит от площади поверхности перегородки и от ее толщины (при не слишком малых размерах пробки). О величине эффекта дают представление следующие числа: при прохождении воды через перегородку из кварцевого песка под действием разности давлений  $\Delta P = 1$  атм на электродах возникает разность потенциалов 7 В, а при прохождении через обожженную глину – около 0,4 В.

Элементарная теория эффекта Квинке основана на следующих упрощенных представлениях. При прохождении через мембрану жидкость увлекает за собой ионы двойного электрического слоя, находящиеся в ней. Ионы на твердой поверхности неподвижны, поэтому при движении жидкости возникает направленное перемещение зарядов одного знака, т. е. «поверхностный ток». В результате неравномерного распределения ионов по

обе стороны мембраны из-за их направленного перемещения вместе с жидкостью возникает определенная разность потенциалов. Последняя, в свою очередь, вызывает направленное движение ионов и за пределами двойного электрического слоя, т. е. «объемный ток». Величина поверхностного тока  $I_s$  равна  $2\pi r\omega q$  ( $r$  – радиус капилляров в мембране,  $\omega$  – скорость движения ионов двойного электрического слоя,  $q$  – поверхностная плотность зарядов), а скорость движения ионов равна скорости течения жидкости на расстоянии  $S$  (толщина двойного электрического слоя) от границы раздела. Согласно законам течения вязкой жидкости, изложенным в т. I, для  $\omega$  можно получить выражение  $\omega = \frac{\delta r}{2\eta l} \Delta P$ , где  $l$  – толщина перегородки. Объемный ток  $I_0 = \frac{U}{R}$ , а  $R = \frac{1}{\pi r^2 \delta}$  – сопротивление жидкости в капилляре, пронизывающем перегородку. Из условия равенства токов  $I_n = I_0$  получается выражение для разности потенциалов:  $U = \frac{Vq}{\gamma\eta} \Delta P$  или, используя представление о двойном слое как заряженном плоском конденсаторе, окончательно

$$U = \frac{\varepsilon \xi}{\gamma \eta} \Delta P. \quad (1.72)$$

Изучение потенциала протекания  $U$  занимает важное место в биологических исследованиях. Перемещение ионов вместе с жидкостью в живых тканях вызывает появление биопотенциалов, связанных с жизненно важными процессами в организме. Поэтому исследование потенциала протекания, как и других электромеханических явлений, может дать ценную информацию о механизмах управления и регуляции биологических процессов.

На границе между металлом и электролитом при наличии электрического потенциала возникают изменения поверхностного натяжения и смачиваемости, что объясняется существованием двойного электрического слоя на границе. Вследствие взаимного отталкивания одноименных зарядов ионов молекулярные силы взаимодействия на границе ослабляются, что приводит к уменьшению коэффициента поверхностного натяжения. Напротив, при внесении зарядов противоположного знака извне, уменьшающих поверхностный заряд границы, поверхностное натяжение  $\sigma$  возрастает и при полной компенсации зарядов достигает максимума; при этом на поверхности сохраняется некоторый «потенциал нулевого заряда»  $\varphi$ . При дальнейшем подведении зарядов к границе раздела величина  $\sigma$  вновь уменьшается из-за образования нового двойного электрического слоя. Таким образом, зависимость коэффициента поверхностного натяжения от потенциала границы раздела  $\sigma(\varphi)$ , называемая «электрокапиллярной кривой», имеет вид «колоколообразной» кривой с максимумом при потенциале  $\varphi_0$ . Величина поверхностного заряда  $Q$  связана с кривой  $\sigma(\varphi)$  дифференциальным уравнением Липпмана:

$$Q = - \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} \right)_{P,T}. \quad (1.73)$$

Типичным электрокапиллярным явлением является изменение положения ртутного мениска в капилляре (при постоянных  $P$  и  $T$ ) при наличии потенциала

ртути. На этом основано устройство капиллярного электрометра, который используется для исследования электрокапиллярной кривой. Капиллярный электрод с исследуемым металлом погружен в раствор электролита. Между ним и вторым «электродом сравнения» прикладывается напряжение и потенциал «измерительного» электрода повышается до определенного значения, что вызывает перемещение жидкого мениска в капилляре. Для поддержания неизменного уровня жидкости прикладывается давление извне, по величине которого можно судить об изменении поверхностного натяжения жидкости в капилляре. В присутствии адсорбированных на границе раздела веществ форма электрокапиллярной кривой изменяется.

Поэтому электрокапиллярные явления используются, в частности, для количественного изучения адсорбирующей способности расплавленных металлов (алюминия, кадмия, цинка и т. д.).

Электрокинетические явления часто наблюдаются в природе. Наэлектризованные тела притягивают легкие предметы – пушинки, пылинки и т. д. – в результате действия «пондемоторных» сил на диэлектрики. Это явление используется, например, в электроосадителях для улавливания пыли, дыма и т. п. Капельки эмульсии (жидкого диэлектрика) с высокой диэлектрической проницаемостью также вовлекаются в область повышенной напряженности поля. Пузырьки газа в жидкости, напротив, отталкиваются от наэлектризованного тела: жидкость, обладая более высокой диэлектрической проницаемостью, притягивается к наэлектризованному телу, в результате чего возникает действующая на пузырек отталкивающая сила, подобная архимедовой силе.

Во многих случаях пыль, возникающая при разрушении поверхности тела, электризуется обязательно. Это так называемое «явление Гезехуса» наблюдается для мрамора, гипса, сухого дерева и т. д. Отрицательно заряжаются также снежинки, поднятые ветром, брызги воды. Капельки жидкости, из которых образованы облака в земной атмосфере, под действием ветра «распыляются», создавая мельчайшие брызги, заряженные отрицательно, при этом облака приобретают положительный заряд. Это является одним из механизмов образования и поддержания атмосферного электричества. В некоторых случаях наблюдаются отступления от правила Гезехуса – возникновение положительного заряда в мельчайших брызгах, в том числе и в воде, и пылинках. Эффект Гезехуса используется также в «коллоидных» реактивных двигателях – см. ниже.

## **1.6 Электростатические приборы и устройства**

Законы электростатики лежат в основе действия многих приборов и устройств, используемых в технике, народном хозяйстве и научных исследованиях.

Особое практическое значение имеют измерительные приборы электростатической системы, служащие преимущественно в качестве



вольтметров и электрометров, предназначенных для измерения зарядов, потенциалов и разностей потенциалов.

Электростатический вольтметр представляет собой особым образом выполненный плоский конденсатор, одна из обкладок которого сделана подвижной и укреплена на оси, связанной со стрелкой прибора. Измеряемое напряжение прикладывается между этой и другой, неподвижной пластиной. В результате электростатического взаимодействия между заряженными пластинками (обкладками) конденсатора возникает вращающий момент, пропорциональный квадрату приложенного напряжения  $M = 1/2 U^2 dC/d\alpha$ , где  $C$  – емкость конденсатора,  $\alpha$  – угол поворота подвижной части прибора. Вращению оси подвижной пластины препятствует пружина, которая создает вращающий момент, пропорциональный углу  $\alpha$ . При равенстве этих двух моментов прибор дает отсчет, пропорциональный  $U^2$ . Особенностью приборов электростатической системы является неравномерность шкалы прибора, которую можно значительно уменьшить путем выбора оптимальной геометрии

взаимодействующих пластин. Изменение емкости  $\frac{dC}{d\alpha}$  может быть обусловлено

изменением «активной» площади (площади взаимодействия) пластин, что обычно осуществляется в вольтметрах для низких и умеренных напряжений; при этом неподвижный электрод имеет форму полый «коробки», в которую входит при повороте оси подвижный электрод, выполненный в виде фигурного лепестка. В высоковольтных вольтметрах изменение емкости осуществляется за счет изменения расстояния между электродами; при этом один из них является неподвижным, а второй выполняется в виде подвижной пластины, притягивающейся к неподвижной пластинке. Приборы этой системы могут использоваться для измерения как постоянного, так и переменного напряжения (в последнем случае они измеряют действующее значение напряжения – см. ниже), в том числе и при высоких частотах. Достоинствами вольтметров электростатической системы являются низкий расход электроэнергии, малая чувствительность к влиянию температурных изменений и внешних магнитных полей. В то же время эти приборы подвержены влиянию электростатических полей; для ослабления этого влияния применяется экранирование приборов металлическими кожухами и слоями проводящей краски, наносимой на корпус прибора. Приборы изготавливаются в переносном и в щитовом (С74, С76) исполнении. Интервал рабочих частот от 20 Гц до 10 МГц, измеряемых напряжений от 10 В до 75 кВ (изготавливаются многопредельные приборы, например, С50), классы точности – 1,5; 1; 0,5; 0,1.

К числу электростатических измерительных приборов относятся электрометры, предназначенные для измерения разностей потенциалов, небольших электрических зарядов и очень слабых токов (до  $1 \text{ фА} = 10^{-15} \text{ А}$ ), т. е. в случаях, когда потребление электроэнергии прибором должно быть ничтожно малым. Для электрометров характерно наличие трех электродов, находящихся под различными потенциалами. Для измерения малых

напряженностей полей и разностей потенциалов применяются, в частности, струнные и квадрантные электрометры. В первом из этих приборов измеряемое напряжение прикладывается между неподвижными электродами и гибкой струной, изготовляемой из платины. Под действием сил электрического поля возникает прогиб нити, зависящий от разности потенциалов между электродами. Этот, обычно весьма малый, прогиб измеряется с помощью оптического микроскопа, что обеспечивает весьма высокую чувствительность прибора. Дополнительное повышение чувствительности достигается путем наложения на неподвижные электроды («ножи») прибора потенциала около 50 – 100 В относительно Земли (того же рода, что и измеряемый потенциал). Чувствительность струнного электрометра возрастает с уменьшением толщины струны и достигает 500 мм (делений шкалы) на 1 В/м электростатического поля (при толщине нити около 1 мкм). Более высокой чувствительностью обладают квадрантные электрометры, в которых неподвижная часть выполняется в виде цилиндрической металлической коробки, разделенной на четыре части – квадранты, а подвижная часть – в виде легкой тонкой металлической пластинки – «бисектора» или «бисквита», – соединенной с зеркальцем, подвешенным на кварцевой нити, с помощью которого регистрируется отклонение подвижной части под действием сил поля. Угол отклонения определяется разностью потенциалов квадрантов; если эта величина известна, то по измеренному углу можно определить потенциал «бисквита». Чувствительность квадрантного электрометра примерно на порядок выше по сравнению со струнным электрометром и достигает 5000 мм на 1 В/м поля. Модификация прибора, в котором неподвижная часть разрезана не на четыре, а на две части («бинаты»), называется бинатным электрометром; его чувствительность имеет указанный выше порядок величины.

Еще один вид электростатических приборов – электроскопы, служащие для качественного обнаружения состояния наэлектризованности тел или наличия электрических зарядов в воздухе и для полуколичественной оценки величины этих зарядов. Основной частью электроскопа является металлический стержень (обычно с металлическим шариком на конце) с прикрепленными внизу одним или двумя очень легкими металлическими листочками. Стержень вставляется в стеклянный сосуд через изолирующую пробку для защиты листочков от влияния внешней среды (в частности, движения воздуха). При появлении заряда на металлическом шарике электроскопа в результате соприкосновения с заряженными телами (или при приближении к ним) листочки электроскопа отклоняются, и величина этого отклонения служит мерой величины заряда.

Еще одним типом электростатических измерительных приборов являются флюксметры, предназначенные для измерения напряженности электростатических полей. В них используется зависимость напряженности поля у поверхности проводника от плотности зарядов, индуцированных на нем:  $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$ . В статических флюксметрах измеряемое электрическое поле наводит

на хорошо изолированный электрод (обычно выполненный в виде пластины) некоторый заряд, который затем определяется с помощью описанных выше электрометров. В динамических флюксметрах напряженность поля вблизи измерительного электрода изменяется посредством перемещения дополнительного электрода  $i$ , эти измерения служат мерой напряженности исследуемого электростатического поля. Применение электростатических флюксметров позволяет измерять напряженность полей от  $0,1 - 1$  В/м до  $10^7$  кВ/м, при частоте изменения поля от 0 до 1 кГц. Наиболее широко эти приборы используются в геофизике и технике, в частности, для проведения измерений на самолетах и ракетах, в средах с большой влажностью (в облаках) и т. п.

Следующим важным классом электростатических приборов и устройств являются электростатические генераторы различных типов, используемые для питания высоковольтных ускорителей частиц в исследованиях в области ядерной физики и технике. В электростатическом генераторе используется закон сохранения энергии: механическая работа, затрачиваемая на перемещение электрических зарядов протекания «кулоновских» сил, превращается в энергию электростатического поля. Несмотря на значительное количество различных типов электростатических генераторов, все они содержат неподвижный (который обычно соединяется с Землей) и подвижный электрод, осуществляющий транспортировку зарядов, и отличаются в основном способом этой транспортировки. Обобщенный цикл работы электростатического генератора упрощенно можно представить следующим образом. Конденсатор, образованный подвижным и неподвижными электродами, с емкостью  $C_1$ , приобретает первоначальный заряд  $q_1 = C_1 U_1$  при первичной разности потенциалов  $U_1$ . В результате перемещения подвижного электрода емкость системы уменьшается до  $C_2$ , так что разность потенциалов становится

равной  $U_2 = \frac{q_1}{C_2} = \frac{C_1}{C_2} U_1$ . Теперь подвижный электрод подсоединяется к

высоковольтной части генератора и, продолжая перемещаться, отдает заряд  $q_1 - q_2 = (C_2 - C_3) U_2$  при уменьшении емкости  $C_3$ , передача заряда высоковольтной системе основана на описанном выше явлении распределения заряда по внешней поверхности наэлектризованного проводника. После этого подвижный электрод отсоединяется от высоковольтной части и начинает перемещаться в направлении к противоположному (заземленному) электроду, т. е. в обратном направлении, так что емкость системы начинает возрастать, причем его заряд остается постоянным и равным  $q_2 = C_3 U_2$ . При некотором значении емкости  $C_4$  потенциал подвижного электрода становится равным первоначальной величине  $U_1$ , при этом соединяет с источником первичного потенциала  $U_1$ , и заряд электрода возрастает до начальной величины  $q_1$ , т. е. на него переходит заряд  $q_1 - q_2 = (C_1 - C_4) U_1$ , а емкость системы достигает первоначального значения  $C_1$ . В дальнейшем описанный цикл периодически повторяется.

Конечным результатом каждого цикла является передача заряда  $(q_1 - q_2)$

от источников с потенциалом  $U_1$  к высоковольтной части установки с потенциалом  $U_2 \gg U_1$ . На перемещение заряда затрачивается механическая работа  $A = (q_1 - q_2)(U_2 - U_1)$ , которая практически полностью расходуется на увеличение энергии, накопленной в электростатическом поле высоковольтного электрода генератора. В электростатических генераторах используются для транспортировки зарядов различные системы, например, гибкие ленты (в генераторе Ван-дер-Граафа, устройство которого описывается практически во всех курсах физики), жесткие цилиндрические или дисковые роторы, жидкостные транспортеры и т. д. Весьма важно обеспечить хорошие электроизоляционные свойства среды, в которой работает генератор, поскольку при высоких потенциалах (несколько млн вольт) возрастает опасность утечки заряда и пробоя окружающего газа. С целью снижения роли этих эффектов современные высоковольтные генераторы работают в сжатом газе или в вакууме, что позволяет достигать разности потенциалов примерно до 10 МВ. Высоковольтные электростатические генераторы применяются в научных исследованиях (в ускорителях прямого действия, линейных ускорителях, нейтронных генераторах и других установках для ядерных исследований), а также в различных областях техники, в частности, для питания установок для очистки газов (электрофильтров), электросепарации и электростатического осаждения и т. д. Рассмотрим эти технические приложения более подробно.

Следующим важным видом электростатических устройств являются электростатические ракетные двигатели. В электрических ракетных двигателях (ЭРД), как уже упоминалось в т. I, гл. 10, в качестве источника энергии для создания реактивной тяги используется бортовая электроэнергетическая установка (аккумуляторы или солнечные батареи). Ввиду возможности достижения весьма высоких скоростей истечения (до 100 км/с) ЭРД значительно превосходят традиционные реактивные двигатели на химическом топливе, в которых скорость истечения не превышает 4,5 км/с. ЭРД являются перспективными двигателями для космических летательных аппаратов, совершающих длительные (до нескольких лет) полеты при наличии слабых гравитационных полей, в настоящее время они используются преимущественно для целей коррекции орбит и ориентации космических летательных аппаратов при сравнительно малом расходе электроэнергии. Одним из типов ЭРД является электростатический (ионный или коллоидный) реактивный двигатель. В ионном ЭРД рабочее тело вначале ионизируется, и полученные ионы и электроны с помощью специальной системы электродов отдельно ускоряются в электрическом поле, после чего совместно истекают из сопла, создавая реактивную тягу. В качестве ионизируемых «рабочих тел» используют различные легко ионизируемые металлы, например, цезий или висмут. Ускоряющая разность потенциалов в ионных ЭРД составляет 2 – 7 кВ. В «коллоидных» ЭРД вместо ионов и электронов ускоряются мельчайшие капли, приобретающие заряд при отрыве от поверхности электрода (см. выше), под действием разности потенциалов 10 – 20 кВ (плотность тока – порядка мА/см<sup>2</sup>). Продолжительность работы электростатического ракетного двигателя

составляет 1 год и более, при удельном импульсе до 100 (кН·с)/кг.

Свойство диэлектриков сохранять состояние поляризации в течение длительного времени и возможность длительного сохранения заряда на обкладках конденсатора используется для создания электростатических запоминающих устройств, обладающих высоким быстродействием и экономичностью. Запоминающие устройства (ЗУ) служат для запоминания и хранения информации, представленной в виде кодов. Наиболее широко применяются ЗУ в электронных цифровых вычислительных машинах (ЭЦВМ), в которых кодами представляются числа, с которыми осуществляются различные математические операции и команды, управляющие действием блоков машины по заданной программе вычислений. В таких машинах ЗУ служат для запоминания команд, начальных условий задачи, различных дополнительных данных (например, физических констант) и промежуточных и конечных результатов вычислений. Кроме того, ЗУ применяются в системах автоматики и телемеханики (например, станки с программным управлением), в радиолокационных приборах и т. п.

Запоминающее устройство содержит блок запоминания с элементами для хранения информации, состоящий из ряда  $F_a$  одинаковых ячеек, в каждую из которых помещается одно слово, выражающее число или команду. Обычно информация для ЗУ представляется «двоичным» кодом, так элементы памяти ЗУ должны иметь два различных устойчивых состояния 1-0 (например, два значения напряжения и т. д.). Ячейки памяти имеют определенные номера – «адреса» ячеек. Нахождение нужной ячейки по ее адресу осуществляется в блоке выборки адреса, в блоке считывается информация, усиливаются сигналы, поступающие из блока запоминания, и вырабатываются импульсы, необходимые для первичной или повторной записи информации. Наконец, блок управления осуществляет координацию функционирования всех узлов ЗУ в процессе записи и чтения информации. Разумеется, такое представление об устройстве типичного ЗУ является весьма упрощенным.

В электростатических ЗУ на линейных конденсаторах упомянутые выше ячейки блока запоминания (ячейки памяти) содержат в качестве запоминающего элемента конденсатор, заряженный с помощью специальной схемы до разности потенциалов  $\pm U$ , что соответствует состояниям 1-0. Вследствие неизбежной утечки заряда с обкладок конденсатора в схеме записанная таким способом информация не может храниться неограниченно долго и подлежит периодической «регенерации» (т. е. восстановлению), что вообще является характерной особенностью электростатических ЗУ.

В «ЗУ на сегнетоэлектриках» запоминающий конденсатор заполняется сегнетоэлектриком, сохраняющим «остаточное» состояние поляризации после окончания «заряжающего импульса». При этом двум состояниям 1-0 соответствуют состояния остаточной поляризации, отличающиеся знаком поляризованных зарядов на поверхности диэлектрика. Считывание информации осуществляется импульсом противоположного знака, равным по величине импульсу записи; при считывании информация стирается и подлежит

восстановлению.

В «ЗУ на диэлектрической ленте» введение информации в ячейку памяти осуществляется внесением зарядов в глубину диэлектрика – пластмассовой ленты, проходящей между электродами, выполненными в виде «ножа» с роликами, на которые подается напряжение, соответствующее записываемому сигналу. При считывании информации с ленты она протягивается между другой парой электродов, на которых при этом индуцируются заряды, пропорциональные величине записанного сигнала. Такой способ хранения информации обладает значительной длительностью, и сигнал может воспроизводиться многократно.

Электростатические методы широко применяются при осуществлении сепарации, т. е. разделения сыпучих тонкозернистых или измельченных частиц материалов и полезных ископаемых (абразивов, промышленных отходов и т.п.); соответствующие устройства называются электрическими сепараторами. Частицы разделяемых фракций приобретают в электрическом поле различные заряды, в зависимости от их химической природы и размеров, и могут быть разделены. При этом используются различия в электропроводности, диэлектрической проницаемости, способности к электризации трением и других свойствах материалов. Электростатические генераторы позволяют обогащать материалы с крупностью частиц от 1 до 0,05 мм. Процессы сепарации используются в горно-обогатительной промышленности, сельском хозяйстве при переработке зерна и других областях техники и народного хозяйства, например, для отделения полезных минералов от пустой породы и вредных примесей, для разделения и очистки различных смесей в химической промышленности, для очистки газов и выделения из них твердых или жидких частиц, для отделения зерна от примесей, для подготовки и очистки формовочных смесей в литейном производстве, в пищевой промышленности – для получения сливок и творога, крахмала, дрожжей, для очистки молока, осветления пива и многих других целей.

Твердые и жидкие частицы, содержащиеся в газе во взвешенном состоянии, осаждаются с помощью электростатических осадителей (электрофильтров). Очищаемый газ пропускается через осадительную камеру фильтра, в которой натягивается провод (коронирующий электрод); на него подается высокий (обычно отрицательный) потенциал относительно стенок камеры (до 100 кВ). Вокруг провода образуется зона ионизованного газа; отрицательные ионы отталкиваются к стенкам камеры и при своем движении оседают на взвешенных в газе частицах, увлекая их к осадительным пластинам или стенкам камеры (осадительным электродам). Осадительные электроды периодически «встряхиваются» с помощью ударных приспособлений, и пыль сбрасывается в накопительный бункер. В некоторых конструкциях камера ионизации и осадительная камера выполняются отдельными. Эффективность работы электрофильтра выражается «степенью улавливания» (очистки) или КПД фильтра:

$$\eta = \frac{C_H - C_K}{C_H} = 1 - \frac{C_K}{C_H} = 1 - e^{-\frac{2\omega_0 L}{\omega}}, \quad (1.74)$$

где  $C_H$  и  $C_K$  – концентрация пыли на входе и выходе электрофильтра ( $\text{г/м}^3$ , соответственно);  $\omega_0$  – скорость осаждения заряженных частиц ( $\text{м/с}$ );  $\omega$  – скорость движения газа через фильтр;  $R$  и  $L$  – радиус и длина камеры фильтра, соответственно. КПД электроосадителей составляет 90 – 99 %, поэтому они применяются для очистки больших объемов сильно запыленных газов, например, в коксохимической и металлургической промышленности, на тепловых электростанциях и т. д. Электрофильтры могут работать в непрерывном и периодическом режимах, как при повышенных (выше атмосферного), так и при пониженных давлениях, при температурах газа более  $500^\circ\text{C}$ .

Коротко рассмотрим еще один вид электростатических устройств – электрические линзы, используемые для получения изображений в электронном микроскопе (более подробно см. ниже). Действие электрической линзы основано на преломлении электронного пучка на плоской границе раздела двух областей с различными потенциалами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (рис. 1.15). Согласно закону сохранения энергии, изменение кинетической энергии  $\frac{m\mathcal{V}_2^2}{2} - \frac{m\mathcal{V}_1^2}{2}$  при переходе через границу равно изменению потенциальной энергии с обратным знаком, поэтому можно написать:

$$\frac{m\mathcal{V}_2^2}{2} = \frac{m\mathcal{V}_1^2}{2} + e(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.75)$$

Отсюда следует выражение для изменения скорости электронного пучка:

$$\frac{\mathcal{V}_2}{\mathcal{V}_1} = n = \sqrt{1 + \frac{e(\varphi_2 - \varphi_1)}{T}}, \quad \left(T = \frac{m\mathcal{V}_1^2}{2}\right) \quad (1.76)$$

(величина  $n$  имеет смысл «показателя преломления» электронов). Поскольку электрическое поле действует на электроны в направлении, перпендикулярном к границе раздела, то изменение величины скорости  $\mathcal{V}$  происходит за счет изменения нормальной составляющей  $\mathcal{V}_n$  вектора  $\vec{\mathcal{V}}$ , в то время как тангенциальная составляющая остается неизменной. Поэтому происходит преломление электронного пучка по закону (см. рисунок 1.15):

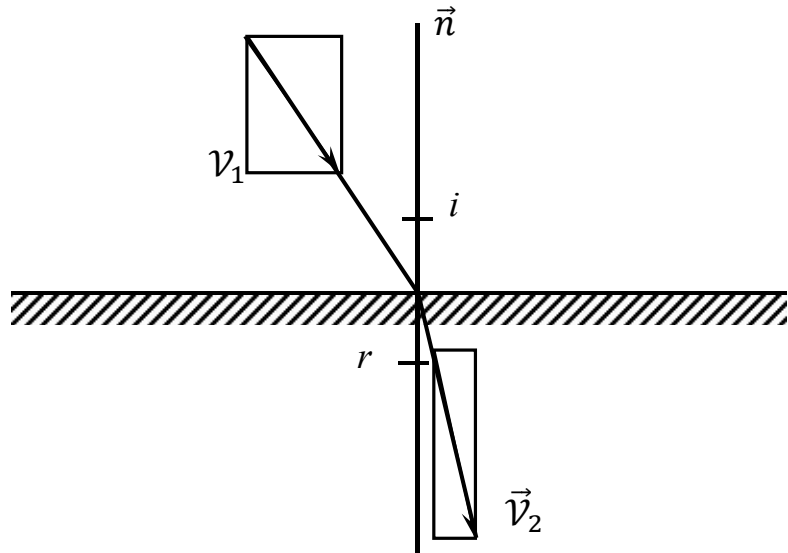


Рисунок 1.15

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = n. \quad (1.77)$$

Если же потенциал электрического поля изменяется в пространстве непрерывно, то вместо преломления будет происходить искривление пути электронов, подобно искривлению пути лучей в оптической линзе. Электростатическая система, создающая такое распределение потенциала, называется электрической линзой. На рисунке 1.16 в качестве примеров показаны схемы «собирающей» (а) и «рассеивающей» (б) электрических линз; линза состоит из двух электродов – анода А и катода К, между которыми помещена диафрагма с круглыми отверстиями С. В первом случае диафрагма находится при потенциале катода, во втором – при потенциале анода. Применяются также сложные линзы, содержащие две или три близко расположенные диафрагмы. Методы расчета «электронной оптики» близки к используемым в обычной (световой) оптике.

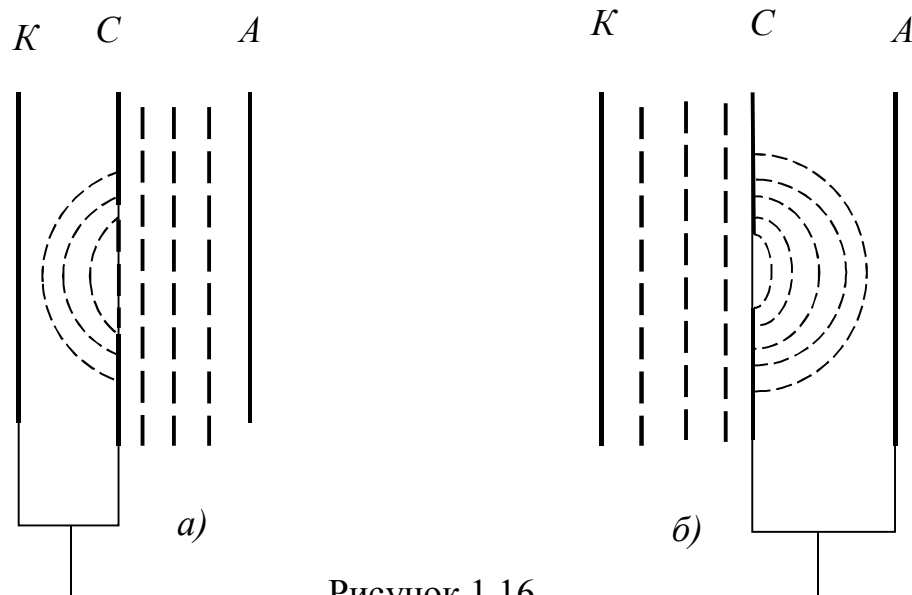


Рисунок 1.16

Помимо рассмотренных здесь крупномасштабных применений законов электростатики, в технике и практике научных исследований используются многочисленные вспомогательные электростатические приборы и устройства, которые будут упоминаться в ходе дальнейшего изложения.



## ГЛАВА 2 ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

### 2.1 Основные законы постоянного тока

Находящиеся в окружающем нас мире носители электрических зарядов – элементарные частицы (например, электроны), атомные и молекулярные ионы – находятся в постоянном движении, которое часто носит «хаотический» характер. Например: электроны в металлическом кристалле (см. т. I, гл. 8) в пределах кристалла являются «свободными», т. е. перемещаются в этом пространстве беспорядочно подобно молекулам газа. Аналогичным образом ведут себя положительные и отрицательные ионы в газах и электролитах. Наличие «электростатического» заряда, т. е. покоящегося относительно Земли заряженного тела «макроскопических» размеров, отнюдь не означает, что «микроскопические» заряды в нем находятся в покое. Это означает лишь «стационарное» наличие избыточного заряда какого-либо знака в определенной области пространства, внутри которой мельчайшие заряженные частицы могут двигаться хаотически (например, электроны в «заряженном» металлическом проводнике). Если каким-то способом создано направленное, т. е. «упорядоченное», перемещение электрических зарядов в пространстве, то такое движение называется «электрическим током».

Существуют 3 основных способа создания такого направленного перемещения зарядов. Первый из них является простейшим и заключается в перемещении заряженного тела «в целом» в определенном направлении. Если, например, двигать в определенном направлении заряженный металлический проводник, то электроны, продолжая двигаться хаотически в пределах проводника, одновременно «переносятся» в пространстве вместе с телом, т. е. приобретают составляющую скорости в определенном направлении. Созданный таким способом ток называется «конвекционным». В частности, конвекционный ток «космических» масштабов создается в результате перемещения облака заряженных частиц – ионосферы – вместе с Землей при ее движении по орбите.

Второй способ, наиболее распространенный в технике, заключается в создании внутри протяженного проводника, например, металлического провода, постоянного или переменного электрического поля. Согласно изложенному в гл. 1, в «электростатически заряженном» проводнике, т. е. при стационарном распределении избыточных зарядов на его поверхности, поле отсутствует, а у поверхности проводника вектор напряженности направлен по нормали к ней, что является следствием электростатического – «кулоновского» – взаимодействия между носителями заряда. Это означает, что под действием одних только «кулоновских» сил упорядоченное движение электрических зарядов длительное время существовать не может. Однако существует возможность создать такое движение за счет электрического поля, созданного «сторонними» силами неэлектрической природы (см. ниже). Созданный таким способом электрический ток в проводнике, т. е. направленное перемещение

содержащихся в нем носителей заряда (электронов или ионов) под действием внутреннего поля, называется «током проводимости». Если это поле неизменно по величине и направлению, то ток называется «постоянным», в противном случае – «изменяющимся». Если, в частности, внутреннее поле изменяется по синусоидальному закону, т. е. периодически по величине и направлению, то ток в проводнике называется «переменным». Именно такой вид тока наиболее распространен в практической электротехнике.

Третьим способом создания тока является внесение носителей заряда извне в область пространства, где «собственные» носители обычно отсутствуют за счет действия «источника» заряженных частиц. Например, в электронных лампах таким источником является накаливаемая металлическая поверхность – «катод», испускающий электроны (см. п. 9.1), – на которой создается отрицательный потенциал относительно другой металлической поверхности – «анода». Электроны, непрерывно «эмитируемые» катодом, направлены движутся к аноду под действием поля в «межэлектродном пространстве». Такой вид упорядоченного движения зарядов называется «током в вакууме».

Обратимся к более детальному исследованию тока проводимости и примем, что его направлением является направление движения положительных зарядов, т. е. ориентация вектора напряженности внутреннего поля  $\vec{E}$  в проводнике. При таком соглашении электроны в металле движутся противоположно направлению тока, а в электролитах (а также в газах) в направлении тока движутся только положительные ионы (причем «встречное» движение отрицательных ионов, разумеется, также вносит вклад в полный ток). В результате этого направленного движения через каждое выделенное в каком-либо месте сечение проводника за единицу времени переносится определенный положительный заряд в направлении тока. Величина

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (2.1)$$

называется «силой тока». Для постоянного тока  $I = \text{const}$  величина перенесенного заряда за время  $t$  равна

$$q = It. \quad (2.2)$$

Для переменного тока  $I = I(t)$ , и выражение (2.2) теряет силу. В системе СИ сила тока (часто в электротехнике величину  $I$  называют просто «током») измеряется в амперах (А). Определение ампера по силе магнитного взаимодействия между проводниками с током будет приведено в п. 6.1.

В соответствии с этим определением в метрологии единица силы тока – ампер – воспроизводится с помощью «токов весов» (или ампер-весов), конструкция которых аналогична обычным аналитическим весам, однако содержит только немагнитные материалы. Два проводника, выполненные в виде коаксиальных соленоидов (катушек) с однослойной намоткой, взаимодействуют с некоторой силой при пропускании по обмоткам токов одинаковой силы. В отсутствие токов к свободному плечу весов, предназначенному для нагружения уравновешивающими гирями,

подвешивается соленоид, идентичный подвижному соленоиду, прикрепленному к другому плечу (второй «измерительный» соленоид устанавливается неподвижно). При наличии токов  $I$ , в результате их магнитного взаимодействия, сила которого пропорциональна  $I^2$ , равновесие весов нарушается и для его восстановления необходимо поместить на чашу весов гири с определенной массой  $m$ , тогда условие равновесия имеет вид:  $mg = kI^2$ , где  $k$  – коэффициент, зависящий от размеров соленоидов (по физическому смыслу величина  $k$  равна производной взаимной индуктивности соленоидов по вертикальному направлению  $Z$ ) и определяемый специальными расчетными методами. Токовые весы являются государственным эталоном силы электрического тока. Относительная погрешность воспроизведения ампера составляет  $10^{-5}$ .

Согласно определению (2.1) величина  $I$  является скалярной и не указывает направление тока. Кроме того, в ряде случаев оказывается, что движущиеся заряды распределены по сечению проводника неравномерно. Поэтому более полно электрический ток характеризуется его «плотностью»  $\vec{j}$  векторной величиной, причем направление вектора  $\vec{j}$  совпадает с направлением тока, а его численная величина равна

$$|\vec{j}| = j = dI/dS \quad (2.3)$$

(размерность этой величины в системе СИ – А/м<sup>2</sup>). В данной главе мы будем рассматривать только постоянный и равномерный (по сечению проводника) ток, для которого

$$I = \text{const}, j = \frac{I}{S} = \text{const}. \quad (2.4)$$

Практическое значение введения величины  $j$  заключается в том, что она может быть сравнительно просто связана с «микроскопическими» характеристиками движения носителя заряда в проводнике. Для этой цели следует выделить элементарный объем в проводнике в виде цилиндра с основанием  $dS$ , ориентированный перпендикулярно направлению вектора скорости носителей заряда  $\vec{V}$ , и длиной образующей, равной  $Vdt$ . В этом объеме содержится  $n_0 V S dt$  носителей заряда ( $n_0$  – число заряженных частиц в 1 объеме), поэтому за время  $dt$  через площадку  $dS$  будет перенесен заряд  $dq = n_0 e V dS dt$ . При этом сила тока будет равна  $I = dq/dt$ , а величина плотности:  $j = \frac{dI}{dS} = n_0 e V$ , или в векторной форме:

$$\vec{j} = n_0 e \vec{V}. \quad (2.5)$$

Если в проводнике имеется несколько типов элементарных носителей с концентрациями  $n_{0i}$  и зарядами  $e_i$ , то полная плотность тока будет равна

$$\vec{j} = \sum n_{0i} e_i \vec{V}_i. \quad (2.6)$$

При этом следует учитывать знак заряда  $e_i$ , от которого будет зависеть и направление вектора скорости  $\vec{V}_i$ .

Основной характеристикой постоянного тока является величина  $I$ , поскольку именно она определяет количественную меру «действия»,

вызываемого током. Главной причиной того, что электроэнергия является основой энергетической вооруженности науки и техники, является именно многообразие «действий» тока, т. е. возможность преобразования электрической энергии в другие виды энергии. Одним из них является тепловое действие тока. Прохождение тока по проводнику сопровождается выделением в нем тепловой энергии и нагреванием проводника согласно закону Джоуля – Ленца (см. ниже), этот эффект пропорционален квадрату силы тока. При прохождении тока через электролиты на электродах происходит выделение вещества, что представляет собой проявление «химического» действия тока; этот эффект пропорционален первой степени силы тока. Наконец, любой ток создает в окружающем пространстве магнитное поле – «магнитное» действие тока также пропорционально  $I$ . Силой тока определяется его поражающее действие на организм человека и т. д. Определение величины и направления токов является основной задачей расчета любой электротехнической схемы (см. п. 2.2).

Опыт показывает, что на концах любого участка проводника, по которому течет ток, существует определенная разность потенциалов. Согласно формуле (1.13), которая в данном случае может быть записана в виде (при  $j = \text{const}$ ):

$$E = -d\varphi/dl = \text{const} \quad (2.7)$$

(направление  $l$  – вдоль проводника), это означает, что разность потенциалов на концах участка проводника длиной  $l$  равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = El. \quad (2.8)$$

Согласно формуле (1.8) при перемещении заряда  $q$  под действием разности потенциалов  $\varphi_1 - \varphi_2$  на участке проводника совершится работа  $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ ; поскольку  $q = It$  для постоянного тока, то

$$A = (\varphi_1 - \varphi_2)It. \quad (2.9)$$

Вся эта работа, в конечном счете, идет на увеличение внутренней энергии, т. е. на нагрев проводника; таким образом, при прохождении тока на любом участке проводника выделяется количество теплоты:

$$Q = (\varphi_1 - \varphi_2)It. \quad (2.10)$$

В этом заключается один из основных законов постоянного тока – закон Джоуля – Ленца, количественно описывающий упомянутое выше тепловое действие тока.

Выделение тепловой энергии в проводнике с током означает, что он является диссипативной системой и в нем действуют силы сопротивления движению носителей заряда («силы трения»). Эти силы возникают в результате столкновений элементарных носителей заряда с окружающими их частицами, не участвующими в переносе заряда в проводнике. Однако независимо от природы носителей заряда общую картину возникновения сопротивления проводника можно представить следующим образом. Элементарные носители заряда, совершающие хаотическое тепловое движение в проводнике, сталкиваются с окружающими их частицами (атомами или ионами) и обладают некоторой «длиной свободного пробега» между последовательными

столкновениями  $\bar{\lambda}$  подобно молекулам идеального газа. При наложении электрического поля, носители заряда  $e$  с массой  $m$  приобретают ускорение  $eE/m$  под действием сил поля и к концу свободного пробега имеют скорость  $v_{max} = (eE/m)t$ , где  $t = \bar{\lambda}/v_T$  – среднее время между двумя столкновениями ( $v_T$  – средняя тепловая скорость носителей). В результате средняя скорость направленного движения носителей заряда оказывается равной:

$$\bar{v} = \frac{v_{max}}{2} = \frac{eE\bar{\lambda}}{2mv_T} \quad \text{или} \quad \bar{v} = bE, \quad (2.11)$$

где величина  $b$  называется «подвижностью» элементарных носителей заряда в проводнике и зависит от природы носителей и самого проводника, а также от его температуры. Согласно формуле (2.5), плотность тока  $j$  равна  $j = nebE$  или, в векторной форме

$$\bar{j} = \sigma \bar{E}, \quad (2.12)$$

где величина

$$\sigma = nbe \quad (2.13)$$

называется удельной проводимостью или «электропроводностью» проводника. Формула (2.12) выражает так называемый «закон Ома в дифференциальной форме» и связывает плотность тока в любой точке проводника с напряженностью поля в этой точке.

Рассмотрим теперь условия возникновения постоянного тока в проводнике. Прежде всего, для установления стационарного движения носителей заряда в проводнике необходима замкнутая цепь, в которой носители движутся по замкнутым траекториям. Очевидно, что за счет «кулоновских» сил, т. е. под действием разности потенциалов, такое «замкнутое» движение существовать не может, т. к. разность потенциалов в замкнутой цепи равна нулю. Поэтому необходимым условием постоянного тока является наличие в замкнутой цепи «источника тока», в котором «сторонние» силы неэлектрической природы непрерывно совершают работу по разделению положительных и отрицательных носителей заряда. Такие «сторонние» силы могут возникнуть за счет энергии химических реакций, магнитного поля и т. д.; подробнее различные типы источников тока будут рассмотрены в п. 2.2.

Таким образом, простейшая электрическая цепь, в которой может идти постоянный ток, имеет вид, показанный на рисунке 2.1, она содержит источник тока на участке 1–2 и «замыкающий» его проводник ( $R$ ). На концах участка 1–2 действует разность потенциалов  $\varphi_1 - \varphi_2$ , создающая напряженность поля «кулоновских» сил  $E_k$ ; источник тока создает на этом участке поле «сторонних» сил с напряженностью  $E_c$ , которое перемещает заряды против действия кулоновских сил на этом участке. Следовательно, на участке цепи, содержащей источник тока, действует суммарное поле с напряженностью:

$$\bar{E} = \bar{E}_c + \bar{E}_k. \quad (2.14)$$

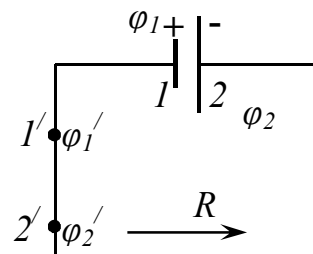


Рисунок 2.1

Умножим это равенство почленно на элемент  $dl$ , и проинтегрируем в пределах участка 1-2, тогда получим:

$$\int_1^2 \bar{E} d\bar{l} = \int_1^2 \bar{E}_c dl + \int_1^2 \bar{E}_k dl. \quad (2.15)$$

Теперь можно ввести некоторые основополагающие определения. Величина  $\int_1^2 E_k dl$  по смыслу представляет собой работу перемещения единичного положительного заряда на участке цепи, т. е. разность потенциалов на этом участке:

$$\int_1^2 \bar{E}_k d\bar{l} = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (2.16)$$

Величина

$$\int_1^2 \bar{E}_c dl = \varepsilon \quad (2.17)$$

представляет собой работу источника тока по перемещению единичного положительного заряда в цепи и называется «электродвижущей» силой (ЭДС) источника. Наконец, величина

$$\int_1^2 \bar{E} d\bar{l} = U, \quad (2.18)$$

т. е. «суммарная» работа кулоновских и сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда на участке цепи, называется «напряжением» (или, как часто говорят в электротехнике, падением напряжения).

Таким образом, формула (2.15) может быть записана в виде:

$$U = \varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.19)$$

Величину  $U$  можно вычислить, используя закон Ома в дифференциальной форме (2.12):

$$U = \int_1^2 \frac{\vec{j}}{\sigma} d\vec{l} = \int_1^2 \frac{I dl}{S \sigma} = I \int_1^2 \frac{\rho dl}{S} = IR. \quad (2.20)$$

Здесь величина  $\rho = 1/\sigma$ , обратная удельной проводимости, называется «удельным сопротивлением», а  $R$  – «сопротивлением» проводника. Величина  $\rho$  (или  $\sigma = 1/\rho$ ) зависит от природы проводника и его температуры; характер этих зависимостей для конкретных типов проводников будет рассмотрен ниже. Для однородного проводника с постоянной по всей длине площадью поперечного сечения  $S$  сопротивление равно:

$$R = \int_1^2 \frac{\rho dl}{S} = \rho(l/S). \quad (2.21)$$

Используя (2.20), можно окончательно записать выражение (2.19) в виде:

$$IR = \varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.22)$$

Эта формула выражает основной закон для цепей постоянного тока – закон Ома «в интегральной форме» для произвольного участка цепи, содержащего источник тока.

Очевидно, возможны три частных случая этого закона. На участке, не содержащем ЭДС (1 – 2 на рис. 2.1), действуют только «кулоновские» силы, т. е.  $\varepsilon = 0$ . Тогда формула (2.22) дает закон Ома для участка цепи без ЭДС:

$$IR = \varphi_1' - \varphi_2'. \quad (2.23)$$

Таким образом, в этом случае напряжение совпадает с разностью потенциалов. Однако следует предостеречь от полного отождествления этих величин, встречающегося в некоторых курсах физики и электротехники. Как видно из изложенного выше, эти величины равны лишь в указанном частном случае.

Вторым частным случаем является «разомкнутая цепь»: концы участка 1 – 2 не замкнуты проводником. Тогда ток в цепи отсутствует ( $I = 0$ ) и напряжение в цепи также равно нулю ( $U = 0$ ). В этом случае, согласно (2.22):

$$\varepsilon = \varphi_2 - \varphi_1, \quad (2.24)$$

т. е. разность потенциалов на «полюсах» разомкнутого источника (подчеркнем еще раз – не «напряжение», а разность потенциалов) равна его ЭДС. Наконец, третьим частным случаем формулы (2.22) является «полная цепь», «начало» и «конец» которой совпадают, например, в точке 1. Работа «кулоновских» сил, как было указано выше, в полной цепи равна нулю, т. к. внутри источника тока (на участке 1 – 2) заряды движутся против «кулоновского» поля (действующего на участке 2 – 1). Поэтому  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ , и формула (2.22) дает:

$$IR = \varepsilon. \quad (2.25)$$

При этом под  $R$  следует понимать «полное» сопротивление цепи, включающее как «внешнее» сопротивление «замыкающего» проводника  $R_n$ , так и «внутреннее» сопротивление самого источника тока  $R_b$ :  $R = R_n + R_b$ .

Используя закон Ома в виде (2.23), можно выразить закон Джоуля – Ленца (2.10) в виде:

$$Q = I^2 R t = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{R} t. \quad (2.26)$$

Это закон записан в «интегральной» форме, т. е. относится к участку цепи. Его можно представить также в «дифференциальной» форме для выделенного элементарного объема внутри проводника. Для этой цели определим «удельную тепловую мощность»

$$W = \frac{Q}{Vt}, \quad (2.27)$$

характеризующую количество теплоты, выделяющееся в единице объема проводника в единицу времени. Учитывая, что  $V = Sl$  и используя соотношение  $j = I/S$ , преобразуем (2.26) к виду:

$$W = \frac{I^2 R t}{V t} = \rho j^2 = \sigma E^2. \quad (2.28)$$

Удельная тепловая мощность оказывается зависящей от свойств проводника и пропорциональна квадрату напряженности поля в окрестности выделенной точки в его объеме. Формула (2.26) выражает «дифференциальную форму» закона Джоуля – Ленца.

С помощью закона Ома (2.22) и закона Джоуля – Ленца (2.26) осуществляются различные инженерные расчеты цепей постоянного тока. Простейшей задачей является расчет тока в цепи с известной ЭДС источника и сопротивлением и определение теплового действия этого тока. В качестве простейшего примера рассмотрим «короткозамкнутую» цепь с источником тока, замкнутым «внешним» проводником, сопротивление которого ничтожно мало по сравнению с «внутренним» сопротивлением источника  $r$ . Тогда из (2.22) находим ток короткого замыкания:

$$I_{кз} = \frac{\varepsilon}{r}. \quad (2.29)$$

Тепловая мощность, выделяемая на внешнем проводнике с сопротивлением  $R_0$ , согласно (2.22) и (2.26), может быть выражена в виде:

$$W = \frac{Q}{t} = \left( \frac{\varepsilon}{R_0 + r} \right)^2 R_0. \quad (2.30)$$

Используя условие экстремума функции ( $dW/dR_0 = 0$ ), легко убедиться, что максимальная тепловая мощность, выделяемая во внешнем проводнике при условии  $R_0 = r$ , равна  $W_{max} = \varepsilon^2/4r$ . В режиме короткого замыкания вся тепловая мощность выделяется в источнике тока и равна  $W_{кз} = \varepsilon^2/r$ , т. е. в 4 раза больше  $W_{max}$ . Вопрос о расчете более сложных цепей будет рассмотрен в п. 2.3.

## 2.2 Источники тока

Как было пояснено выше, необходимым условием существования постоянного тока является наличие в цепи «источника тока», способного создавать «сторонние» электрические силы, перемещающие заряды против электростатических «кулоновских» сил. При протекании тока в цепи «сторонние» силы совершают работу за счет какого-либо источника «неэлектрической» энергии. Итак, коротко можно сказать, что источником тока является любое устройство, преобразующее различные виды энергии в электрическую энергию. Способность источника тока (ИТ) совершать работу по перемещению заряда характеризуется его электродвижущей силой. Другие важные характеристики ИТ различных типов будут указаны ниже.

По виду преобразуемой «неэлектрической» энергии все ИТ условно подразделяются на 2 больших класса – химические и физические ИТ, которые различаются и по назначению. Химические источники тока имеют преимущественно общее (массовое) назначение и используются в бытовых, медицинских, транспортных и других приборах и устройствах – портативных



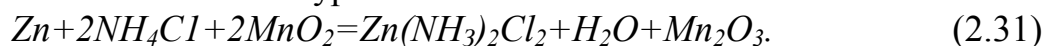
осветительных приборах, радиоприемниках, магнитофонах и телевизорах, медицинских (например, слуховых) аппаратах, в бортовых системах самолетов, искусственных спутников и космических кораблей, на транспортных средствах – автомобилях и поездах, на сельскохозяйственных машинах – тракторах и т. д. Эти ИТ отличает достаточная энергоемкость (длительный срок службы) при малых габаритах и весе.

Основные промышленные источники тока относятся к классу «физических» ИТ; это, например, турбогенераторы, гидрогенераторы и т. п., обладающие значительными габаритами и весом, однако развивающие огромные мощности, необходимые для производственных нужд. В настоящее время все более широкое применение находят новые, физические ИТ – атомные батареи, термогенераторы и др. Рассмотрим лишь некоторые из основных типов существующих весьма разнообразных ИТ.

В «химических» источниках тока (ХИТ) возникновение ЭДС обусловлено выделением энергии в результате окислительно-восстановительных химических реакций (теория гальванических элементов будет более подробно изложена в п. 4.2.). «Первичные» ХИТ, к которым относятся гальванические элементы и батареи, как правило, имеют ограниченный «одноразовый» срок службы, по истечении которого подлежат замене. «Вторичные» ХИТ (аккумуляторы и аккумуляторные батареи) допускают «зарядку» после использования энергии реагирующих веществ, с полным восстановлением ЭДС, поэтому их срок службы может быть весьма продолжительным. В отличие от первичных и вторичных ХИТ, в «резервных» ХИТ реагент (электролит) хранится изолированным (от электродов) в ампулах (жидкие электролиты) или межэлектродном зазоре (твердые электролиты) и приводится в контакт с электродами лишь непосредственно перед использованием ИТ; резервные ХИТ используют для питания аппаратуры, которая находится в «резервном» состоянии длительное время (более 10 – 15 лет). Наконец, электрохимические генераторы («топливные элементы») непрерывно «генерируют» электрическую энергию за счет преобразования энергии газообразных или жидких реагирующих веществ, подаваемых извне; они предназначены для использования на космических летательных аппаратах, электромобилях, в стационарных энергетических установках и т. п.

Гальванический элемент состоит из двух электродов, погруженных в раствор электролита. В результате протекания химических реакций между каждым из электродов и раствором образуется разность потенциалов – так называемый «электродный потенциал»; разность электродных потенциалов определяет ЭДС элемента. Более высокий (положительный) потенциал возникает на электроде, содержащем в качестве активного вещества (реагента) окислитель, который восстанавливается в ходе реакции на этом электроде, активный материал отрицательного электрода является восстановителем и окисляется в ходе реакции.

Типичным примером такого химического источника тока является элемент Лекланше, в котором положительным электродом является двуокись марганца  $MnO_2$ , отрицательным – цинк с электролитом – водный раствор хлористых солей (хлоридов) аммония ( $NH_4Cl$ ), цинка, кальция и др. (поэтому этот элемент иногда называют «марганцовоцинковым»). Состав элемента Лекланше символически обозначают как –  $Zn[NH_4Cl]MnO_2$ . Основная реакция в нем протекает в соответствии с уравнением:



Положительный электрод в наиболее распространенных «стаканчиковых» элементах изготовлен из  $MnO_2$  и содержит угольный (графитовый) токоотвод с металлическим колпачком. Он размещается по оси цинкового стакана, который служит отрицательным электродом. В межэлектродном пространстве помещается электролит в виде пасты, полученный путем добавления к раствору электролита специальных загустителей (например, крахмала, муки) или поглотителей (картона, бумаги); при этом получается «сухой» элемент. Выпускают элементы самых различных габаритов – от 6 до 1000 см – для стаканчиковых и от 0,35 до 65 см для более компактных «галетных» элементов, в которых электроды выполнены в виде пластин («галет»). ЭДС элементов Лекланше составляет от 1,5 до 1,7 В; «емкость» элемента, (количество заряда, отдаваемого элементом до его «разрядки», в  $A_r = 3600$  Кл), определяющая возможную продолжительность его работы (в зависимости от режима эксплуатации и температуры), составляет от нескольких мА $\cdot$ ч для малогабаритных элементов до сотен А $\cdot$ ч для элементов с большим объемом. Сохранность специальным образом изготовленных элементов достигает 10 лет. Для увеличения ЭДС и «емкости» элементы Лекланше часто объединяют в батареи; такие батареи нашли широкое распространение, особенно в радиотехнике для питания электрических фонарей (в том числе карманных), радиоприемников, слуховых аппаратов и т. д.

Для питания различных измерительных приборов (типа потенциометров, мостов и т. п.) используются так называемые «нормальные» элементы, обладающие весьма стабильной и точно воспроизводимой ЭДС. В зависимости от концентрации электролита различают насыщенные и ненасыщенные нормальные элементы. Наибольшей стабильностью и воспроизводимостью обладают образцовые насыщенные элементы Востона. Отрицательным электродом в них служит амальгама кадмия (10 %  $Cd$ , 90 %  $Hg$ ) положительным электродом – ртуть, а электролитом – насыщенный водный раствор  $CdSO_4$ . ЭДС таких элементов при 20 °С составляет  $\varepsilon_{20} = 1,01850 - 1,01870$  В и сохраняется с точностью  $10^{-5}$ ; при изменении температуры ЭДС также изменяется по закону:

$$\varepsilon_t = \varepsilon_{20} - 0,00004(t - 20) - 0,00001(t - 20)^2. \quad (2.32)$$

ЭДС ненасыщенных нормальных элементов находится в пределах 1,0186–1,0134 В с точностью до  $10^{-4}$ ; изменение ЭДС с температурой для них обычно не учитывается. Насыщенные нормальные элементы обладают

чувствительностью к механическим вибрациям и изменению положения, поэтому они применяются в стационарных условиях в качестве эталонов (образцовых мер) при точных измерениях; в переносных измерительных приборах, упомянутых выше, применяются ненасыщенные нормальные элементы, значительно менее чувствительные к механическим воздействиям.

Значительное распространение в технике получили окисно-ртутные элементы (одноразового действия). Катодом в них служит прессованная окись ртути  $Hg$  (с добавкой графита), а анодом – прессованный цинковый порошок. Электроды изготавливаются в «пуговичном» (цилиндрическом) исполнении, что позволяет получить элементы весьма малых габаритов. Между электродами помещена бумажная диафрагма, пропитанная щелочным электролитом. Электроды вместе с электролитической прокладкой помещаются в металлический корпус, накрываемый крышкой (обычно из стали); корпус и крышка изолированы друг от друга и служат для включения элемента в электрическую схему. Благодаря компактной жесткой конструкции окисно-ртутные элементы весьма устойчивы по отношению к механическим нагрузкам и вибрации. ЭДС таких элементов составляет 1,35 В при длительной сохранности полтора года и более. «Емкость» элемента зависит от режима его работы и температуры (при снижении температуры «емкость» элемента уменьшается). Окисно-ртутные элементы часто соединяют в батареи, в частности, для получения высоких рабочих напряжений. Элементы такого типа широко используются в качестве источников питания малогабаритных и портативных радиотехнических приборов и устройств, радиоприемников и передатчиков, звукозаписывающей аппаратуры; кроме того, они используются в качестве высокостабильных источников опорного напряжения для вычислительных машин, систем автоматического регулирования, измерительных приборов и т. д.

Помимо перечисленных выше, используются также гальванические элементы многих других типов – магниевые, медно-кислые, серебряно-цинковые и др. Все они обладают общим недостатком – «разовостью» действия, т. е. становятся неработоспособными после израсходования запаса реагирующих веществ («разрядки»). Кроме того, эти элементы обладают значительным внутренним сопротивлением и могут пропускать лишь сравнительно слабые токи. От этих недостатков в значительной мере свободны аккумуляторы (и батареи аккумуляторов) – химические источники тока многоразового (обратимого) действия. Их работоспособность может быть полностью восстановлена многократно (до тысячи раз и более) путем «зарядки», т. е. пропускания через них тока от внешнего источника. Следует заметить, что возможность «подзарядки» существует, хотя обычно в незначительной степени, практически для всех ХИТ, в том числе гальванических элементов, при зарядке аккумуляторов через них пропускают ток противоположного по отношению к рабочему (разрядному) току направления от специального зарядного устройства, содержащего зарядный генератор (или трансформатор с выпрямителем тока) и систему регулирования.

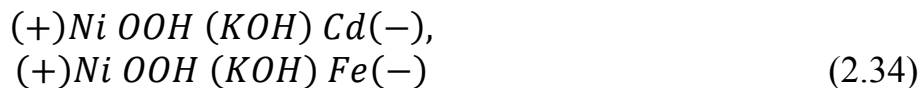
В качестве зарядного генератора используют генератор постоянного тока (см. ниже), на зажимах которого можно плавно регулировать напряжение в широких пределах. Мощность зарядного устройства зависит от установленной длительности процесса зарядки и «емкости» аккумуляторных батарей, подлежащих зарядке.

Этот процесс может осуществляться периодически или же непрерывно («подзарядка» аккумуляторные батарей).

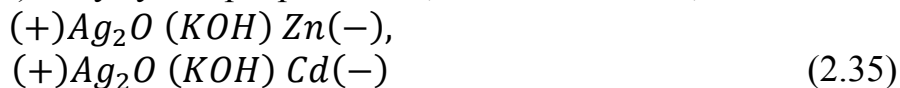
В настоящее время применяется значительное количество типов аккумуляторов, которые можно подразделить на четыре основных группы, в соответствии с электрохимической схемой их действия и преимущественной областью применения. К группе 1 относятся свинцовые (кислотные) аккумуляторы со схемой вида



Для них характерно «разрядное напряжение» (величина, несколько меньше ЭДС, из-за наличия омических сопротивлений во время разряда аккумулятора) 1,3 – 2,0 В, при максимальной плотности тока 0,1 А/см<sup>2</sup> и сроке службы до 500 циклов «разряд-заряд». Свинцовые аккумуляторы широко используются в качестве источников питания электросистем на транспорте и в авиации, а также в системах связи – например, стартерные аккумуляторные батареи вст-68 ЭМС, стационарные аккумуляторы СН-1 и другие, предназначенные для электростанций и предприятий связи. Аккумуляторы группы 2 – щелочные кадмиево-никелевые или железоникелевые – работают по электрохимической схеме



при напряжении 1,0 – 1,3 В и обладают наиболее продолжительным сроком службы (1000 – 3000 циклов). Они также используются на транспорте, предприятиях связи и в авиации, а также в космических летательных аппаратах и для многих других целей (в шахтных светильниках, протезах с миологическим управлением и т. д.). Серебряно-цинковые (3 группа) и серебряно-кадмиевые (4) аккумуляторы работают, соответственно, по схемам

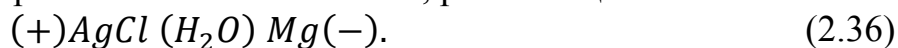


обладают пониженным сроком службы (до 100 (3) и 500 (4) циклов «разряд-заряд») и разрядным напряжением до 1,5 (3) и 1,1 (4) В; они используются в качестве источников питания для бортовых систем в авиации, средств связи, в киносъёмочном оборудовании и т. д.

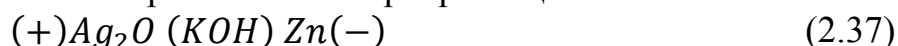
Электрохимические генераторы (топливные элементы), в отличие от перечисленных выше типов ХИТ, обладают практически неограниченным сроком непрерывной работы, поскольку реагенты в них поступают извне. Топливный элемент содержит два электрода, между которыми находится жидкий или твердый электролит. Окислитель и топливо (восстановитель) поступают в полости, граничащие с электродами. В результате окислительно-

восстановительных реакций образуются ионы и электроны, создающие избыточные заряды на электродах, что эквивалентно возникновению ЭДС величиной 1 В и длительном сроке службы – несколько тысяч часов. Однако перспективны и другие топливные элементы, например, с прямым окислением пропана и других углеводородов, а также спиртов, аммиака и других веществ.

В качестве разрывных элементов, в которые вводится электролит (вручную или автоматически) непосредственно перед использованием, применяются хлорсеребряномагниевые элементы, работающие по схеме:



С разрядным напряжением до 1,6 В они используются в метеорологической аппаратуре (радиозондах) и в морских спасательных средствах. В ракетной технике применяются серебряно-цинковые элементы



с разрядным напряжением до 1,4 В обеспечивающие высокую плотность тока до 0,3 мА/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим теперь основные типы «физических» источников тока, которые преобразуют тепловую, механическую, электромагнитную энергию, а также энергию, освобождаемую при радиоактивном распаде, – в электрическую. К ним относятся, например, электромагнитные генераторы, термоэлектрические генераторы, термоэмиссионные преобразователи, фотоэлектрические генераторы (солнечные батареи) и др. Наиболее распространенными в современных энергетических установках являются электромашинные генераторы, обладающие широким диапазоном мощностей (до сотен МВт) и большим разнообразием конструктивного исполнения – генераторы переменного и постоянного тока, действие которых основано на явлении электромагнитной индукции (см. ниже, гл. 7). Генераторы постоянного тока применяются, например, при электросварке (сварочные генераторы), электролизе и гальванических процессах, в бытовой технике; стационарные генераторы используются для питания силовых систем. В настоящее время характеристики электромагнитных генераторов выходят на «насыщение» благодаря пройденному многолетнему пути их технического совершенствования. В электромагнитных генераторах, осуществляется «прямое» преобразование энергии. Рабочее тело – проводник – пересекает силовые линии магнитного поля; при этом возникает направленное перемещение зарядов противоположного знака в проводнике. Рабочим телом может служить электролит, расплавленный металл или высоко ионизированный газ – плазма (в этом случае говорят о магнитоплазмодинамическом – МПД-генераторе). Отвод электроэнергии от МПД-генератора может осуществляться индукционным способом – через съемные электроды, смонтированные в стенки канала, по которому движется рабочее тело; в этом случае генератор может служить «источником» постоянного тока. При индукционном способе отвода электроды не используются, и этот способ аналогичен применяемому в электромашинных генераторах; такие генераторы

служат источниками переменного тока. Мощность генератора пропорциональна квадратам скорости движения проводника и напряженности магнитного поля, а также удельной проводимости проводника (рабочего тела), причем скорости движения рабочего тела могут быть и сверхзвуковыми. Для создания высоких напряженностей поля широко используются сверхпроводящие магнитные системы.

Отличительными особенностями МПД-генераторов является отсутствие движущихся деталей, что позволяет повысить КПД преобразования энергии за счет повышения температуры рабочего тела (общий КПД таких энергетических установок достигает 60 %), и возможность получения больших мощностей в одном агрегате – до 1000 МВт.

Промышленные МПД могут работать на продуктах сгорания природного газа или на инертном газе, нагреваемом в ядерном реакторе на атомной электростанции, а также на жидких металлах. Такие установки могут использоваться в качестве аварийных или резервных источников тока в промышленных энергосистемах, в бортовых энергетических системах космических летательных аппаратов, для электроподогревателей аэродинамических труб в специальных экспериментах и т. п. Перспективы применения этих генераторов в энергетике будущего пока еще полностью не раскрыты.

Помимо МПД-генераторов существуют и другие типы плазменных источников электрической энергии, такие как теплоэлектроплазменные (ТЭП), которые используются для совершения работы перемещения зарядов во внешней цепи. Наличие пространственного заряда в межэлектродном промежутке может сильно ограничить достижимый ток преобразователя; для компенсации этого заряда в межэлектродный промежуток вводят ионы «вспомогательного» газового разряда, так что в этом промежутке возникает хорошо проводящая среда – газоразрядная плазма, что позволяет существенно повысить силу тока в преобразователе, которая определяется термоэмиссионной способностью катода (его физической природой и температурой). КПД современных ТЭП 15 % для промышленных установок и 30 % для лабораторных образцов, при рабочей температуре катода до 3000 К, при этом с единицы площади поверхности катода снимается мощность примерно 30 Вт/см<sup>2</sup>. При снижении температуры катода КПД быстро уменьшается. Он ограничивается наличием потерь на излучение от горячего катода, а такие потери связаны с высокой теплопроводностью плазмы. Поскольку теплопроводность и электропроводность проводника связаны друг с другом (согласно закону Видемана – Франца отношение теплопроводности металлов к их электропроводности пропорционально абсолютной температуре, причем коэффициент пропорциональности одинаков для всех металлов), то потери тепла в ТЭП не могут быть полностью устранены. Достоинствами ТЭП является сравнительная простота и малый вес конструкции и высокая эксплуатационная надежность благодаря отсутствию движущихся частей.

Перспективным является использование ТЭП в качестве мощных автономных источников электрической энергии (до 100 кВт); работы в этом направлении ведутся во всем мире.

Указанные достоинства присущи термоэлектрическим генераторам (ТЭГ), в основе действия которых лежит термоэлектрическое явление (эффект Зеебека – см. гл. 3). ТЭГ состоит из термобатарей (батарей термоэлементов); и термообменников горячих и холодных спаев термоэлементов. Источником тепла для ТЭГ может быть солнечное излучение (солнечные ТЭГ), радиоактивное излучение изотопов и т. д. Рабочие температуры ТЭГ варьируют в широкие пределах от 20 до 1000 °С. В интервале от 100 до 1000 °С КПД ТЭГ составляет от 3 до 15 %. Они применяются в качестве автономных источников электроэнергии на транспорте, в медицине и космонавтике, в труднодоступных и удаленных районах, например, в автоматических маяках, на метеорологических станциях и станциях антикоррозионной защиты газопроводов и нефтепроводов.

Высокоэффективные фотоэлектрические преобразователи – фотоэлементы – из монокристаллического кремния, обладающие весьма продолжительным сроком службы при довольно высоком КПД (до 15 %). Эти генераторы применяются в земных условиях в качестве источников электроэнергии для удаленных от

магистральных линий электропередач районов с большим количеством солнечных дней в году (например, в Средней Азии, а также в Индии и других странах). Экономически целесообразно применение таких генераторов при наличии 1800 – 2000 часов солнечного сияния в год. Обычно солнечные электроустановки имеют мощность до 1000 кВт; использование маломощных установок экономически нерационально из-за

сравнительно низкого КПД этих установок. Однако все же наибольшее распространение получили солнечные батареи в космонавтике, в качестве основных источников электроэнергии для бортовых систем искусственных спутников Земли, космических кораблей и орбитальных станций. В качестве перспективных источников тока следует назвать также генераторы, в которых используется кинетическая энергия электронов, образующихся при бета распаде радиоактивных изотопов – «атомные батареи». Пока КПД таких батарей невелик (порядка 1 %), а перспективы их применения пока еще полностью не раскрыты; для этого необходимо еще решать многие научно-технические и проектно-конструкторские задачи.

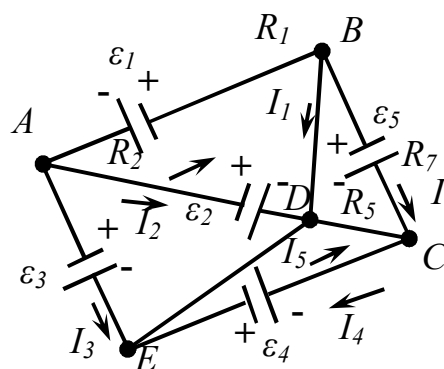


Рисунок 2.2

## 2.3 Расчет электрических цепей постоянного тока

Цепь постоянного тока, представленная на рисунке 2.1 не содержащая разветвлений, является простейшей и называется «простым контуром». В реальных электротехнических и радиотехнических устройствах («схемах») такие цепи встречаются редко. Обычно эти схемы содержат «разветвленные» цепи, в которых имеются точки «схождения» трех или более токов, называемые «узлами» (рис. 2.2), точки АВСДЕ. Участки цепи между ближайшими узлами называются «ветвями». В примере на рисунке 2.2 цепь содержит 8 ветвей и, следовательно, имеются 8, вообще говоря, различных токов, каждый из которых течет в определенном направлении. Каждая ветвь оказывает определенное сопротивление постоянному току, причем при наличии в ветви источника тока с некоторой ЭДС  $\varepsilon$  под  $R$ , следует подразумевать суммарное сопротивление «внешних» проводников и самого источника («внутреннее» сопротивление). В каждой сложной цепи можно выделить «контуры» – простые цепи типа показанной на рисунке 2.1, однако эти контуры могут содержать несколько источников ЭДС или вовсе не содержать их. Каждый из этих контуров образует замкнутую цепь, для которой справедлив закон Ома (2.25)

Рассмотрим какой-либо из узлов сложной цепи, например, А на рисунке 2.2. В нем сходятся три тока –  $i_1, i_2, i_3$ . Будем считать величину тока, подходящего к узлу, положительной, а величину тока, отходящего от узла, отрицательной (как будет видно из дальнейшего, такое соглашение принципиального значения не имеет). Если ток «втекает» в узел, то это означает, что через некоторое время  $dt$  в узел поступает заряд  $dq_1 = I_1 dt$ ; «стекание» тока  $I_2$  означает уход некоторого заряда  $dq_2 = I_2 dt$ , и т. д. Согласно закону сохранения электрического заряда «появление» или «исчезновение» зарядов в узле невозможно, т. е.  $dq_1 + dq_2 + \dots = 0$  с учетом знака в каждом случае. Отсюда следует, что для каждого узла

$$\sum_i I_i = 0, \quad (2.38)$$

т. е. алгебраическая сумма токов в узле (с учетом их «знаков») равна нулю; в этом и заключается первое правило Кирхгофа или «правило узлов». Ясно, что если изменять «знаки» всех токов на противоположные, то равенство (2.38) не нарушится.

Равенство (2.38) можно в принципе составить для всех узлов разветвленной цепи; например, для узла А на рисунке 2.2 имеем

$$-I_1 - I_2 - I_3 = 0. \quad (2.39)$$

Однако в действительности в этом нет необходимости. При составлении равенства типа (2.39) необходимо следить за тем, чтобы в каждое новое равенство попадала хотя бы одна новая величина тока, когда все токи «задействованы» дальнейшее составление равенств не даст ничего нового. В этом нетрудно убедиться на примере цепи (рис. 2.2); составим равенство (2.38) для узлов В, С, Д, Е:



$$\begin{aligned}
I_1 - I_6 - I_7 &= 0, \\
I_7 - I_5 - I_6 &= 0, \\
I_6 - I_5 - I_8 &= 0, \\
I_8 - I_3 - I_4 &= 0.
\end{aligned}
\tag{2.40}$$

Если теперь сложить почленно равенства для узлов А, В, С и Д, то получим:

$$-I_3 - I_4 - I_6 = 0, \tag{2.41}$$

что эквивалентно равенству (2.40) для узла Е, т. е. это последнее равенство является следствием предыдущих. Это получилось потому, что при его составлении не был «задействован» ни один «новый» узел на рисунке 2.2. Участки АВ, ВС и ДА содержат ЭДС, и для них можно использовать закон Ома в виде (2.22). Выразим на основании этого закона разности потенциалов между концами этих ветвей (узлами):

$$\begin{aligned}
AB: \varphi_A - \varphi_B &= I_1 R_1 + \varepsilon_1, \\
BC: \varphi_B - \varphi_C &= I_7 R_7 + \varepsilon_7, \\
DA: \varphi_D - \varphi_A &= I_2 R_2 + \varepsilon_2
\end{aligned}
\tag{2.42}$$

(напоминаем, что под  $R_1, R_2 \dots$  подразумеваются полные сопротивления ветвей). Ветвь СД не содержит ЭДС, и для нее можно использовать закон Ома в виде (2.23):

$$CD: \varphi_C - \varphi_D = I_5 R_5. \tag{2.43}$$

Складывая почленно все равенства (2.42) и (2.43), получим в левой части нуль, а в правой

$$I_1 R_1 + I_7 R_7 + I_2 R_2 + I_5 R_5 - \varepsilon_1 - \varepsilon_7 - \varepsilon_2 = 0, \tag{2.44}$$

или

$$I_1 R_1 + I_7 R_7 + I_2 R_2 + I_5 R_5 = \varepsilon_1 + \varepsilon_7 + \varepsilon_2. \tag{2.45}$$

Обобщение на случай любого замкнутого контура приводит к выражению:

$$\sum_k I_k R_k = \sum_n \varepsilon_n. \tag{2.46}$$

Таким образом, сумма напряжений (или падений напряжения) на всех участках замкнутого контура равна сумме всех ЭДС, содержащихся в этом контуре; это положение называется вторым правилом Кирхгофа (или «правилом контуров»). Заметим, что число слагаемых в левой части (2.46) вовсе не обязательно равно числу слагаемых в правой части, что отражается разными индексами суммирования.

При составлении равенств (2.46) необходимо опять-таки следить за тем, чтобы в каждое новое уравнение входил хотя бы один «новый» ток или «новая» ЭДС. Если цепь содержит  $i$  участков (ветвей), то для нахождения  $i$  неизвестных токов необходимо составить  $i$  уравнений, из которых  $(p - i)$  получаются согласно 1-му правилу Кирхгофа и, следовательно,  $i - (p - i)$  уравнений должны быть составлены согласно 2-му правилу Кирхгофа (2.46). В то же время, согласно изложенному в п. 2.1, внутри источника тока «сторонние» силы перемещают положительные заряды против «кулоновских» сил, т. е. от

отрицательного полюса к положительному. Таким образом, ЭДС  $\varepsilon_5$  «противодействует» току  $I_7$  и должна быть взята со знаком минус. Поэтому при использовании правил Кирхгофа для расчета реальной цепи возникает кажущееся затруднение; направления токов в ветвях рассчитываемой цепи заранее обычно не известны и неясно, какие знаки приписывать имеющемуся в цепи ЭДС. Для преодоления этого затруднения систему уравнений Кирхгофа фактически следует строить в такой последовательности.

1. Выбираем направления токов во всех ветвях сложной цепи произвольным образом и составляем  $(p - i)$  ( $p$  – число узлов) уравнений согласно «правилу узлов» (2.38).

2. Выбираем произвольным образом направление «обхода» контуров (например, по часовой стрелке) и составляем  $i - (p - i)$  уравнений типа (2.46) согласно «правилу контуров» придерживаясь следующего правила:

а) если направление тока на участке контура совпадает с направлением обхода, то величина тока берется со знаком «+», в противном случае – со знаком «-»;

б) если ЭДС «проходит» от отрицательного полюса к положительному, то она берется со знаком «+», в противном случае – со знаком «-».

3. Подставляем численные значения полных сопротивлений ветвей и величин ЭДС и решаем систему уравнений (например, методом определителей согласно теореме Крамера, описанным в курсах линейной алгебры), определяя величины неизвестных токов.

4. Если какое-либо значение тока получилось отрицательным, то следует изменить принятое ранее направление этого тока на противоположное.

При большом количестве неизвестных токов решение системы уравнений Кирхгофа может стать весьма громоздким. Поэтому применяются различные

вспомогательные приемы, позволяющие уменьшить число уравнений.

Например, в «методе контурных токов» каждому простому контуру приписывается некоторый постоянный на всех его участках ток («контурный ток»). После этого составляется система уравнений Кирхгофа для этих токов; при этом число уравнений снижается на столько единиц, сколько независимых уравнений можно написать на основании «правила узлов».

Рассмотрим простой пример составления уравнений согласно правилам Кирхгофа. Возьмем цепь, показанную на рисунке 2.3, и выберем направления обхода и токов в ветвях, показанные стрелками. Тогда система уравнений

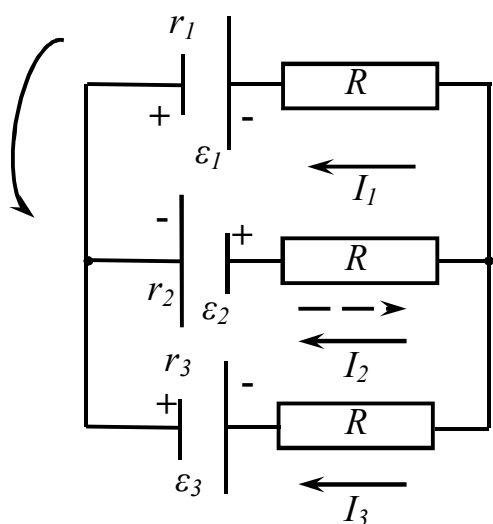


Рисунок 2.3

принимает вид:

$$\begin{aligned} I_1 + I_2 + I_3 &= 0, \\ I_1 R_1 - I_2 R_2 + I_3 R_3 &= \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \\ I_2 R_2 - I_3 R_3 &= -\varepsilon_2 - \varepsilon_3, \end{aligned} \quad (2.47)$$

где:

$$R_1 = R_{01} + r_1, R_2 = R_{02} + r_2, R_3 = R_{03} + r_3. \quad (2.48)$$

Детерминант этой системы  $\Delta$  имеет вид:

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ R_1 & -R_2 & 0 \\ 0 & R_2 & -R_3 \end{vmatrix}. \quad (2.49)$$

Искомые величины токов определяются формулами:

$$I_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta}, I_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta}, I_3 = \Delta_3 / \Delta, \quad (2.50)$$

где:

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 \\ \varepsilon_1 + \varepsilon_2 & -R_2 & 0 \\ -\varepsilon_2 - \varepsilon_3 & R_2 & -R_3 \end{vmatrix} = R_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - R_2(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + R_3(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \\ &= R_2(\varepsilon_1 - \varepsilon_3) + R_3(\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 \\ R_1 & \varepsilon_1 + \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_2 - \varepsilon_3 & -R_3 \end{vmatrix} = -R_3(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - R_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_3), \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \Delta_3 &= \begin{vmatrix} 1 & 1 & 0 \\ R_1 & -R_2 & \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \\ 0 & R_2 & -\varepsilon_2 - \varepsilon_3 \end{vmatrix} = R_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - R_2(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + R_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \\ &= R_2(\varepsilon_3 - \varepsilon_1) + R_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_3). \end{aligned} \quad (2.53)$$

В этом численном примере направление тока  $I_2$  оказалось противоположным выбранному вначале (истинное направление показано пунктирной стрелкой на рисунке 2.3).

С помощью уравнений Кирхгофа выводятся практические важные правила расчета последовательного и параллельного соединения сопротивлений и источников тока в электрических цепях. Рассмотрим параллельное соединение проводников с сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$  в схеме, содержащей и источник ЭДС  $\varepsilon$  с внутренним сопротивлением  $r$  (рис. 2.4). Составим, уравнения Кирхгофа для узла  $a$  и большого (1) и малого (2) контуров (контур 1 проходит через сопротивление  $R_1$ ):

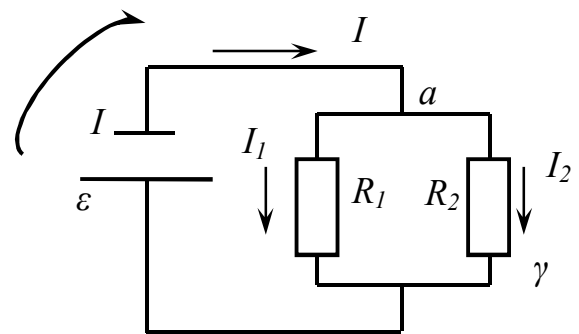


Рисунок 2.4

$$\begin{cases} 1 - I_1 - I_2 = 0, \\ I_2 - I_1 R_1 = \varepsilon, \\ -I_1 R_1 + I_2 R_2 = 0 \end{cases} \quad (2.54)$$

(при таких расчетах обычно принимают, что сопротивление соединительных проводов пренебрежимо мало).

Решение этой системы указанным методом дает:

$$I = \frac{\varepsilon}{r} + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, I_1 = \frac{I R_2}{R_1 + R_2}, I_2 = \frac{I R_1}{R_1 + R_2}, \quad (2.55)$$

а для отношения силы токов  $I_1$  и  $I_2$  имеем:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}. \quad (2.56)$$

Из выражения (2.56) следует, что «внешнее» сопротивление рассматриваемой цепи:

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \quad (2.57)$$

или

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (2.58)$$

Таким образом, при параллельном соединении проводников складываются их обратные величины сопротивлений (при последовательном соединении складываются сами величины сопротивлений). Величина ( $G$ ), обратная сопротивлению проводника, называется «проводимостью» и

измеряется в системе СИ в «сименсах» ( $1 \text{ См} = 1 \text{ Ом}^{-1}$ ). Выражение (2.58) означает правило сложения проводимостей при параллельном соединении проводников:

$$G = G_1 + G_2. \quad (2.59)$$

Формула (2.58) показывает, что при разветвлении цепи на две ветви токи в ветвях обратно пропорциональны их сопротивлениям. Эта закономерность лежит

в основе применения «шунтов» для расширения пределов приборов для измерения силы тока – амперметров. Пусть амперметр предназначен для измерения некоторой силы тока  $1 \text{ А}$ , а измеряемый ток в цепи равен  $I > 1 \text{ А}$ . Для измерения тока  $I$  к амперметру подключается параллельно некоторое сопротивление  $R$  – шунт (рис. 2.5). Если собственное сопротивление амперметра равно  $R_M$ , то согласно формулам (2.55(в,с))

$$I = I_A \frac{R_{\text{ш}} + R_A}{R_{\text{ш}}} = I_A \left( 1 + \frac{R_A}{R_{\text{ш}}} \right). \quad (2.60)$$

Таким образом, при подключенном шунте амперметр может измерять ток, больший «номинального» (для данной конструкции амперметра) в  $(1 + R_A/R_{\text{ш}})$  раз; если, например,  $R_A/R_{\text{ш}} = 9$ , то диапазон измерения будет расширен в 10 раз. Если в корпус амперметра вмонтировать несколько шунтов, которые можно подключать по выбору, то получается «многопредельный» амперметр; приборы такого типа широко распространены в технике и лабораторной практике.

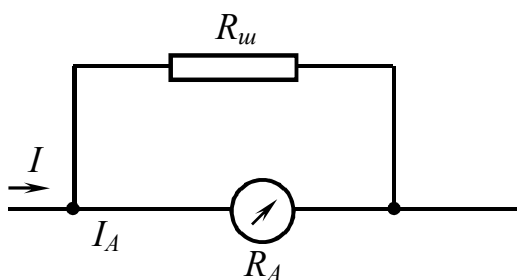


Рисунок 2.5

Рассмотрим теперь соединение источников тока в батареи; такое соединение применяется часто с целью увеличения ЭДС или пропускаемого источником максимального тока (см. п. 2.2).

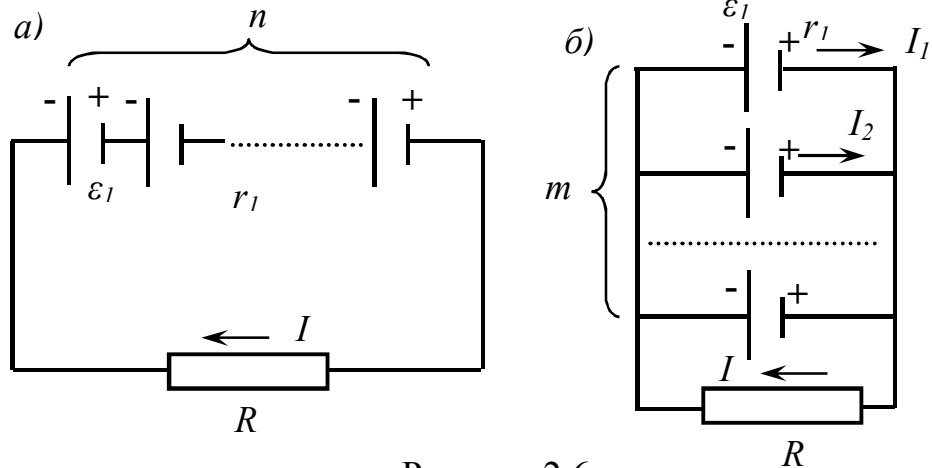


Рисунок 2.6

При последовательном соединении (рис. 2.6, а) положительный полюс источника соединяется с отрицательным полюсом следующего источника и т. д. Обычно соединяют источники ЭДС  $\varepsilon_1$  с внутренними сопротивлениями  $r_1$ . Тогда общее сопротивление  $n$  источников равно  $nr_1$ . Применение второго правила Кирхгофа дает:

$$I(R + nr_1) = n\varepsilon_1. \quad (2.61)$$

Таким образом, при последовательном соединении  $n$  источников полная ЭДС батарей в  $n$  раз больше ЭДС одного источника.

При параллельном соединении все положительные полюсы и все отрицательные полюсы источников соединяются вместе, образуя положительный и отрицательный полюс батареи. Применение правил Кирхгофа дает систему уравнений:

$$\begin{cases} I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n, \\ r_1 I_1 - r_1 I_2 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 0, \\ r_1 I_2 - r_1 I_3 = 0, \\ \dots \\ R_1 I_{m-1} - r_1 I_n = 0, \\ R_1 + r_n I_m = \varepsilon_1. \end{cases} \quad (2.62)$$

Из этих уравнений можно получить:

$$I_1 = I_2 = \dots = I_m = \frac{I}{m}, I(R + r_1/m) = \varepsilon_1. \quad (2.63)$$

Таким образом, батарея в этом случае действует как один источник с ЭДС и внутренним сопротивлением, определяемым как  $\varepsilon = \varepsilon_1$  и  $r = r_1/m$ .

При «смешанном» соединении образуется батарея из  $m$  параллельно соединенных звеньев, в каждом из которых имеется  $n$  последовательно соединенных источников тока. Такая батарея, согласно изложенным выше результатам, имеет ЭДС, равную  $\varepsilon = n\varepsilon_1$ , и внутреннее сопротивление  $r = r_1 n/m$ . Еще одной важной задачей расчета электрической цепи является определение КПД источника тока и «полезной мощности», выделяемой во внешней цепи (цепи «потребителя» электроэнергии). Как было указано выше, в п. 2.1, на внешнем сопротивлении  $R_0$  цепи выделяется мощность:

$$W_0 = I^2 R_0 = \frac{\varepsilon^2 R_0}{(R_0 + r)^2}, \quad (2.64)$$

которая достигает максимального значения  $W_{0max} = \varepsilon^2/4r$  при  $R_0 = r$ ; при этом сила тока равна  $I(m) = \varepsilon/2r$ . Полная мощность, выделяемая во все цепи, включая источник тока, равна:

$$W = I^2(R_0 + r)^2 = I\varepsilon. \quad (2.65)$$

Отношение «полезной» мощности  $W_0$  к «полной» мощности  $W$  характеризует КПД цепи:

$$\eta = \frac{W_0}{W}. \quad (2.66)$$

Используя (2.64) и (2.65) получим:

$$\eta = 1 - \frac{r}{\varepsilon} i. \quad (2.67)$$

Требуемая максимальная полезная мощность  $W$  и КПД  $\eta$  несовместимы: при максимальной  $W_0$  КПД равен 0,5, а при максимальном КПД ( $\eta = 1$ )  $W_0 = 0$ . Поэтому необходимо выбирать режим работы из дополнительных соображений. Например, для мощных силовых установок более важным является требование максимально высокого КПД по соображениям экономичности их эксплуатации. Необходимым условием этого, согласно (2.59) является:

$$\frac{rI}{\varepsilon} = \frac{r}{R_0 + r} \ll 1, \quad (2.68)$$

т. е. внутреннее сопротивление должно быть малым по сравнению с внешним:  $r \ll R_0$ . Это требование обычно выполняется в большинстве силовых установок. Малость внутреннего сопротивления источника ЭДС означает возможность пропускания им больших токов и выделения значительной (хотя и не максимально возможной, согласно изложенному выше) мощности цепи. Отметим, что по этой причине обычная сеть 220 В является более «опасной» с точки зрения возможности поражения людей током, чем, например, «сухая» батарея с таким же напряжением, которая может пропустить токи значительно меньшей силы из-за её большого сопротивления (см. выше, п. 2.2), в то время как «поражающим фактором» является именно сила тока (а не разность потенциалов на полюсах источников тока), что уже отмечалось выше.

Большое практическое значение имеют «переходные процессы» в электрических цепях – процессы установления «стационарной» силы тока после включения источника питания и спада силы тока до нуля после его выключения. «Постепенный характер» установления «электрического равновесия» в цепи постоянного тока объясняется наличием в любой цепи большей или меньшей «емкости»  $C$ , которая может содержаться в цепи, например, в виде включенного в нее плоского конденсатора. Разность потенциалов на обкладках конденсатора устанавливается за некоторое время в результате протекания в цепи «зарядного» тока, создаваемого источником ЭДС. После отключения источника и замыкания конденсатора на некоторое внешнее

сопротивление разность потенциалов также спадает постепенно с некоторой характерной «постоянной времени». При расчете динамики подобных процессов вводится представление о «квазистационарном токе», сила которого изменяется во времени, однако настолько «медленно», что в каждый данный момент времени «мгновенные» значения  $I$  будут подчиняться законам постоянного тока. В действительности при всех изменениях тока в цепи значения силы тока на различных участках будут неодинаковы, поскольку ток переносится «элементарными носителями заряда», обладающими определенной «инерционностью». Однако анализ показывает, что обычно этой «инерционностью» можно пренебречь; например, «инерционное время» для электронов в металле порядка  $10^{-14}$  с (см. п. 3.1). Поэтому, например, все токи промышленной частоты (50 Гц), изменяющиеся с периодом 20 мс, можно считать квазистационарными, поэтому методы расчета цепей переменного тока аналогичны изложенным. «Квазистационарными» можно считать и значительно более быстрые изменения тока в радиотехнических схемах (см. п. 8.2).

Рассмотрим теперь процесс зарядки конденсатора с емкостью  $C$  через сопротивление зарядным током от источника с ЭДС  $\varepsilon$ . Считая конденсатор обычным участком цепи с разностью потенциалов согласно закону Ома (2.32):

$$\varepsilon = IR + U, \quad (2.69)$$

причем

$$U = \frac{q}{C}, I = \frac{dq}{dt}, \quad (2.70)$$

где  $q$  – заряд конденсатора. Исключая из этих трех равенств величины  $q$  и  $I$  и введя новую переменную  $U = U - \varepsilon$ , получим дифференциальное уравнение для  $U$  вида:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{RC} = 0. \quad (2.71)$$

Решение этого уравнения при начальном условии дает:

$$U = -\varepsilon \exp(-t/RC), \quad (2.72)$$

или окончательно:

$$V = \varepsilon(1 - e^{-t/RC}). \quad (2.73)$$

Таким образом, напряжение на конденсаторе «асимметрически» приближается к величине  $\varepsilon$  характерной «постоянной времени»  $RC$ -ветви:

$$\tau = RC. \quad (2.74)$$

Например, при  $t = 3\tau = 3RC$  величина  $U$  будет отличаться от  $\varepsilon$  на 5 %. Момент окончания процесса заряда конденсатора зависит от допустимого отклонения величины  $U$  от «стационарного» значения  $U(t \rightarrow \infty) = \varepsilon$ .

Если заряженный конденсатор с исходной разностью потенциалов  $U(t = 0) = \varepsilon$  разряжается через сопротивление  $R$ , то вместо (2,69) имеем:

$$RI = U, \quad (2.75)$$

а вместо (2.70):

$$U = \frac{q}{c}, \quad I = \frac{dq}{dt}. \quad (2.76)$$

Уравнение для  $U(t)$  принимает вид:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{RC}U = 0. \quad (2.77)$$

Его решение при указанном граничном условии имеет вид:

$$U = \varepsilon e^{-\frac{t}{RC}} = \varepsilon e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2.78)$$

Формулы (2.73) и (2.78) характеризуют динамику рассматриваемого переходного процесса в электрической цепи. Для многих других процессов указанные закономерности качественно сохраняются, и переходной процесс характеризуется своей «постоянной времени», зависящей от параметров рассматриваемой цепи.

## 2.4 Электронагревательные приборы и устройства

Тепловое действие тока часто наблюдается в естественных условиях и лежит в основе множества различных технических устройств. При прохождении тока через проводник в нем выделяется количество теплоты пропорциональное квадрату силы тока и сопротивлению проводника. Сильные токи возникают, в частности, при электрических разрядах в атмосфере – молниях – до миллионов ампер. Поэтому при газовом разряде между облаками или между облаком и Землей выделяется огромное количество теплоты, несмотря на кратковременность импульса искрового разряда. В результате большого тепловыделения в атмосфере возникает локальный скачок температуры, вследствие этого – скачок давления, который создает звуковую волну в атмосфере – «гром». При попадании молнии в наземные предметы (деревья, столбы, провода) часто возникают пожары, поэтому для защиты от попадания молний наземные сооружения снабжают специальными устройствами – «громоотводами». Резкое повышение температуры газов в атмосфере приводит к появлению световой вспышки (собственно «молнии»). Возникновение свечения при нагревании (в частности, электрическим током) свойственно всем телам. Поэтому наиболее «массовым» применением теплового действия электрического тока является его использование для целей освещения в лампах накаливания, они будут рассмотрены отдельно в п. 2.5.

Следующим, по масштабам распространения в технике, применением теплового эффекта при прохождении тока являются различные нагревательные устройства, служащие для всевозможных процессов тепловой обработки материалов в технике, научных исследованиях и в быту. Простейшим из таких устройств является «нагревательный элемент» обычно выполняющийся в форме спирали из термостойкого металлического сплава с высоким удельным сопротивлением. Для сосредоточения выделения тепловой мощности в нужном месте электрической цепи сопротивление нагревательного элемента должно быть значительно больше, чем соединительных проводов, служащих для



включения элемента в сеть, поскольку сила тока в элементе и в проводах одинакова (последовательное соединение). В качестве материала для соединительных проводов в электростатике обычно используют «низкоомные» металлы – медь, алюминий и железо (обычно оцинкованное, для предохранения от коррозии). Удельное сопротивление меди составляет  $1,7 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, например, сопротивление соединительных проводов из меди с сечением  $1 \text{ мм}^2$  и длиной 1 м всего лишь 0,017 Ом. Удельное сопротивление алюминия примерно в 1,5 раза превышает значение для меди. Оцинкованное железо (с удельным сопротивлением, превышающим величину для меди примерно в 6 раз) обычно используют для изготовления проводов высоковольтных линий. Для нагревательных элементов целесообразно, следовательно, использовать материалы, удельное сопротивление которых значительно выше, чем указанные выше величины, в противном случае пришлось бы делать элементы очень большой длины. Пусть нагревательный элемент должен обеспечивать выделение тепловой мощности  $P = 600$  Вт при напряжении сети  $U = 220$  В, которое при малом сопротивлении соединительных проводов можно считать полностью приложенным к элементу. Тогда его сопротивление должно быть равным:

$$R = \frac{P}{I^2} = \frac{PR^2}{U^2}, \quad (2.79)$$

или

$$R = \frac{U^2}{P} \approx 80 \text{ Ом}. \quad (2.80)$$

Длина нагревательного элемента определяется формулой:

$$l = \frac{RS}{\rho} = \frac{U^2 S}{P \rho}. \quad (2.81)$$

Если для изготовления элемента взять медный провод даже с малым сечением  $0,1 \text{ мм}^2$ , то несложный расчет дает для необходимой его длины в приведенном примере значение около 500 м, что, разумеется было бы весьма нерациональным с технической точки зрения. Поэтому для изготовления нагревательных элементов используются «высокоомные» сплавы с очень высоким удельным сопротивлением. К их числу относится, прежде всего, нихром – сплав, состоящий из 67,5 % *Ni*, 15 % *Cr*, 16 % *Fe* и 1,5 % *Mn*; величина  $\rho$  для него составляет  $1,05 \cdot 10^{-6}$  Ом·м, т. е. почти в 60 раз больше, чем у меди. В рассмотренном выше числовом примере длина нагревательного элемента из нихрома составила бы всего около 8 м. Рабочая температура для нихрома допускается до  $1000^\circ\text{C}$  с сохранением высокой механической прочности.

Другой сплав – констант (58,8 % *Cu*, 40 % *Ni*, 1,2 % *Mn*) имеет удельное сопротивление  $0,47 \cdot 10^{-6}$  Ом·м, т. е. всего в 2 раза меньше, чем нихром. Допустимая рабочая температура для него близка к  $500^\circ\text{C}$ . Наконец, следует упомянуть еще манганин (85 % *Cu*, 12 % *Mn*, 3 % *Ni*) с величиной  $\rho \approx 0,39 \cdot 10^{-6}$  Ом·м и никелин (54 % *Cu*, 20 % *Zn*, 26 % *Ni*) с  $\rho = 0,42 \cdot 10^{-6}$  Ом·м. Эти сплавы преимущественно применяются для изготовления нагревательных

элементов в различных бытовых приборах (электроплитах, электроутюгах, электрочайниках, электропаяльниках и т. д.) и в технических устройствах для создания мощного нагрева в больших объемах – электропечах.

Электрические печи, в зависимости от назначения, изготавливаются в различных конструктивных исполнениях и различаются, главным образом, способом преобразования электрической энергии в тепловую. Наиболее распространены «электропечи сопротивления», основанные на описанном выше принципе: тепло выделяется при прохождении тока через нагревательный элемент и затем сообщается нагреваемым деталям или образцам материалов в печи различными механизмами теплопередачи (см. т. I, гл. 2). Такие нагревательные печи называются печами «косвенного» действия. Рабочая камера печи обычно образуется футеровкой из слоя огнеупорного кирпича, несущего на себе нагревательные элементы, и изолированного теплоизолирующим слоем от внешнего металлического кожуха печи. Нагревательные элементы изготавливаются из жаропрочных сталей и других жароупорных материалов. Достижимые в рабочих камерах температуры составляют 3000 °С. Наряду с такими печами существуют также электропечи «прямого» действия, в которых изделие в форме трубы или прутка помещается в зажимное устройство и нагревается непосредственно проходящим через него током; это позволяет обеспечить высокий темп нагрева за счет большой концентрации мощности в изделии. Электропечи сопротивления обладают большими техническими преимуществами по сравнению с другими нагревательными устройствами. В частности, возможностью обеспечения быстрого равномерного прогрева объективно до высоких температур, легкостью управления температурным режимом работы печи, сравнительной простотой автоматизации управления работой печи, возможностью обеспечения герметичности (в частности, вакуумирования) рабочей камеры и т. д. Поэтому они широко применяются в различных отраслях промышленности для термической и специальной обработки материалов: их плавления, и сушки и других процессов, например, для озонирования, цементизации и иной химико-термической обработки специальных сталей, для плавления свинца, алюминиевых и магниевых сплавов. В лабораторной практике часто используются малогабаритные трубчатые, муфельные и камерные печи, а также сушильные шкафы и термостаты. Муфельная печь представляет собой фарфоровую трубку с обмоткой из иридиевой или платиновой проволоки. Платина обладает высокими антикоррозионными и механическими свойствами и может быть использована в виде очень тонких проволок для нагревательных элементов; её удельное сопротивление примерно в 6 раз больше, чем у меди. Для температур ниже 800 °С используются указанные выше никелевые сплавы. В тигельных печах, используемых для расплавления металлов и сплавов, тигель из огнеупорного материала окружается спиральной лентой из какого-либо тугоплавкого материала. Кристоновы печи, предназначенные для нагрева материалов до 2000 °С содержат высокоомную проводящую смесь из карборунда, гранита и глинозема, через которую пропускают ток с помощью

металлических электродов. Для специальных целей в лабораториях сравнительно просто изготавливаются электропечи сопротивления собственными силами; при этом можно выбрать подходящую геометрию и нужные размеры печи с учетом ее назначения, поскольку расчет теплового режима и конструирование таких печей не вызывает принципиальных затруднений.

Печи сопротивления специальной конструкции используются, в частности, в процессе зонной очистки («зонной плавки») материалов от примесей. В «контейнерном» процессе очистки материал в виде однородной смеси – шихты – помещается в контейнер, движущийся в горизонтальной трубе. Снаружи трубы помещается электронагреватель в виде короткого полого цилиндра, соосно с трубой. В результате действия нагревателя в шихте создается небольшой расплавленный участок – «зона», который перемещается при движении контейнера. На одной из поверхностей раздела твердой и жидкой фаз происходит кристаллизация, а на другой – плавление. Растворимость примесей в жидкой и твердой фазах различна, поэтому примеси в исходном материале перемещаются вместе с жидкой зоной и выводятся из объема материала за несколько «проходов» (10 – 15) со скоростью движения контейнера 0,1 – 10 мм/мин. При «безтигельном» способе зонной плавки стержень из очищаемого материала располагается вертикально («метод плавающей зоны»). Расплавленная зона удерживается, главным образом, силами поверхностного натяжения; поэтому такой метод применяется для очистки тугоплавких металлов (молибден, вольфрам, ниобий) и других материалов с большим поверхностным натяжением и очень большой плотностью (особенно полупроводников – германия и кремния). В методе зонной плавки достигается очистка материалов до содержания примесей менее 10 %. Помимо очистки метод зонной плавки с помощью электропечей используется также для «зонного выравнивания» концентрации легирующей добавки ко всему объему материала, для выращивания монокристаллов и других целей в заводской и научно-исследовательской практике.

Электропечи используются также для целей обогрева помещений и поддержания в них заданной температуры. Для этой цели используются различные отопительные приборы с открытыми нагревательными элементами, т. е. непосредственно контактирующими с воздухом помещения (к их числу относятся электрокамины и рефлекторы) или с закрытыми элементами, которые передают тепло на поверхность отопительного прибора (радиатора). Применяются также отопительные приборы с теплоаккумулирующими материалами, которые нагреваются электрическим элементом, а затем отдают тепло помещению. Это позволяет расходовать электроэнергию на нужды отопления в те часы, когда уменьшается ее общее потребление, при удешевлении электроэнергии электрический обогрев должен найти более широкое распространение ввиду его простоты и возможности автоматического регулирования температурного режима.

Электронагреватели используют для обогрева различных тепловых аппаратов – кипятильников, электросковород и др. Например, в аппаратах для фритюрного жаренья пончиков, пирожков и других изделий в горячем жире – фритюрницах – используют трубчатые электронагревательные элементы – «тэны», представляющие собой металлическую спираль, залитую в трубку с компаундом, служащим для предохранения спирали от контакта с агрессивной средой (горячим жиром). Электронагреватели используются в калориферах, бойлерах, различных теплообменных аппаратах и т. д. Другой способ преобразования электрической энергии в тепловую используется в электроннолучевой печи, в которой этот процесс осуществляется непосредственно в расплавляемом металле вследствие его бомбардировки электронами, создающимися «электронной пушкой» (действие электронной пушки основано на термоэлектронной эмиссии из накаливаемого катода – см. гл. 3). Такие печи используются в металлургии для плавки при высоких температурах в условиях высокого вакуума, что позволяет получать особо чистые тугоплавкие металлы, сплавы и специальные стали.

В дуговых электропечах используется тепловой эффект сильноточного электрического разряда. В электропечах «прямого» действия дуговой разряд возбуждается непосредственно между электродами и нагреваемым телом; в печах косвенного действия тепло передается нагреваемому телу путем излучения от дуги, горящей между электродами. Емкость загрузки в современных дуговых печах достигает 250 т. Они используются главным образом в металлургии, в процессах выплавки стали и чугуна, а также в химическом производстве для изготовления карбида кальция и других материалов. Существуют также индукционные печи, установки для диэлектрического нагрева и др., обладающие определенной спецификой; они будут рассмотрены в дальнейшем в связи с явлением электромагнитной индукции.

Следующим весьма распространенным практическим применением теплового действия электрического тока является электросварка, которая реализуется в десятках разновидностей, отличающихся электрическими режимами, атмосферой, в которой ведется сварка, и т. д. Прямое преобразование энергии тока в тепло имеет место при контактной электросварке (в отличие от дуговой сварки, в которой используется высокая температура, возникающая при дуговом разряде). При этом применяются сравнительно низкие напряжения, но очень большие силы тока (до 200 кА). Свариваемые детали приводятся в контакт, и через них проходит, сильный ток, дающий большой тепловой эффект в месте контакта, обладающего большим сопротивлением. Если металлы сдавливаются плотно, то в месте контакта образуется расплавленная зона, которая после осадки металлов и охлаждения превращается в кристаллизованное сварное соединение, такой метод называется «сваркой сопротивлением». В методе «сварки оплавлением» металлы лишь приводятся в соприкосновение друг с другом; при этом в результате нагрева и плавления на свариваемых поверхностях появляется

тонкий слой жидкого металла, который после осаждения металлов удаляется и образуется «зона сваривания» по всей поверхности контакта. В сварочный агрегат для контактной сварки обычно входит трансформатор, создающий переменное напряжение 1 – 15 В, токопроводы из медных сплавов, осуществляющие осадку (сжатие) свариваемых металлов и пропускающие ток силой до 200 кА, механизм для осуществления осадки (пневматического или пружинного типа) с усилием до 100 кН (10 тс) и контакторы с автоматическим управлением, регулирующие длительность включения сварочного тока (обычно от 0,01 до 10 мс). При «точечной» сварке размеры сварочного соединения очень малы; поэтому вид контактной сварки применяется для соединения мелких деталей в современной электронике (0,02 мкм). При этом достигается высокий темп сварки до 10 соединений в секунду. Точечная сварка применяется также в автомобилестроении, судостроении и авиационной промышленности для соединений листовых материалов. Для соединения проволок и стержней, отрезков рельсов и труб газопроводов, а также других деталей сложного профиля, изготовленных из высокопрочных сталей, применяется «стыковая» сварка, при которой детали соединяются по своему «естественному» диаметру, при площади сечения до 1000 см<sup>2</sup>. При изготовлении больших резервуаров, например, баллонов высокого давления, бензобаков, цистерн и т. п., применяют «роликовую» или «шовную» контактную электросварку. При этом электродами служат ролики, сжимающие свариваемое соединение и непрерывно перемещаемые по соединению с помощью электродвигателя, образуя непрерывный шов, в котором место сваривания, в отличие от «точечной» сварки, частично перекрывается. Разновидностью точечной является рельефная сварка, при которой соединение осуществляется по выступам на деталях (по рельефу).

Широкое распространение в электротехнике получили «плавкие предохранители», в основе которых лежит тепловое действие тока. В результате различных аварийных ситуаций, например, «короткого замыкания», ток электрической цепи может значительно превысить расчетное значение, в результате чего возникает перегрев соединительных проводов, измерительных приборов и других элементов цепи. Значительный перегрев может вызвать пожар в жилом или производственном здании, а также привести к выходу из строя ценных приборов. Во избежание этого сетевые вводы снабжают «пробками», содержащими тонкую проволочку, которая при превышении определенного значения тока плавится и обесточивает электрическую цепь, подключенную к сети (например, осветительную систему). В настоящее время ввиду увеличения расчетных мощностей сетевых вводов вместо пробок используются другие предохранительные устройства, действие которых основано на зависимости сопротивления проводников от температуры (см. ниже, гл. 3). Величина тока, расплавляющего металлический провод, зависит от площади его поперечного сечения; таким образом, для каждого проводника можно ввести «критическую силу тока»  $I_{нл}$ ; величины  $I_{нл}$  для разных

проводников записаны в специальные таблицы. Для практической ориентировки можно отметить, что медный провод диаметром 1 мм плавится при  $I_{пл} = 80$  А, алюминиевый – при 59 А, железный – при 24 А, и т. д. Для оценки силы тока, при которой плавится провод с диаметром, отличным от 1 мм, можно использовать приближенное соотношение:

$$I_{пл} = I_{пл}(d = 1\text{мм})d^{3/2} \quad (2.82)$$

( $d$  – в мм). «Допустимой» силой тока в электротехнике обычно считается величина меньшая  $I_{пл}$  в 7 – 10 раз; так, для медного провода диаметром 1мм «допустимой» считается  $I = 11$  А (эти значения также содержатся в специальных таблицах). Из (2.82) следует, что диаметр проволоки, расплавляющейся при заданной величине тока  $I$  в цепи, пропорционален  $I^{2/3}$ , например, для свинцовой проволоки имеет место приближенное соотношение:  $d \approx 0,2I^{2/3}$ . Эти закономерности подлежат тщательному учету при проектировании любых электротехнических сетей и установок.

При сосредоточении большой мощности на малом участке проводника может произойти его «сублимация» («распыление»), т. е. переход в парообразную фазу, минуя жидкое состояние. Это можно осуществить, например, путем подключения тонкой серебряной проволоки через массивные соединительные проводники к батарее конденсаторов большой емкости, заряженной до разности потенциалов порядка 10 кВ. В результате мгновенного разогрева проволоки она распыляется, при этом выделение тепловой энергии сопровождается яркой световой вспышкой, поскольку температура достигает 20 000 К. Испарившийся материал проволоки оседает более или менее равномерным тонким слоем на окружающие поверхности. Это используется в технике для целей «металлизации» поверхностей – нанесения тонких металлических покрытий с целью достижения твердости, антикоррозионной стойкости и износостойкости и прочих благоприятных для технологии свойств конструкционных материалов. Указанным способом, помимо серебра, могут наноситься медь, никель, алюминий, вольфрам, тантал, латунь, бронза, нержавеющая сталь и другие покрытия. Металлизация поверхностей широко используется в электро- и радиотехнике, электронике, ракетной технике, автомобилестроении, авиационной промышленности и т. д.

Значительное распространение в электроизмерительной технике получили приборы «тепловой» измерительной системы, в которых в результате прохождения электрического тока происходит удлинение или изгиб отрезка проводника. В приборах первого из этих типов тонкая металлическая нить укреплена между токопроводящими зажимами. Оттяжки, соединенные с корпусом прибора, поддерживают нить в натянутом состоянии и осуществляют механическую связь нити со стрелочным указателем, перемещающимся по шкале прибора. При прохождении измеряемого тока через нить она нагревается и удлиняется; возникающий «провис» нити через систему оттяжек сообщается указателю, смещение которого приблизительно пропорционально удлинению нити. Поскольку удлинение в первом приближении пропорционально теплу

Джоуля – Ленца, т. е. величине  $I^2$ , то шкала прибора является нелинейной, как у ряда приборов других систем, а квадратичной, что представляет собой один из недостатков приборов электроизмерительной системы. Другими их недостатками являются чувствительность к перегрузкам (они легко выходят из строя при превышении расчетной силы тока), сравнительно большое собственное потребление электроэнергии и существенное влияние на показания приборов измерений температуры окружающей среда. Класс точности таких приборов обычно невысок порядка  $-1,0 - 2,5$ .

В приборах тепловой электроизмерительной системы второго типа основным элементом является свернутая в спираль биметаллическая лента, составленная из материалов с сильно различающимися коэффициентами линейного теплового расширения. При нагревании измеряемым электрическим током возникает изгиб спирали, зависящий от силы тока. Эти приборы менее чувствительны к перегрузкам, однако обладают значительной тепловой инерцией (нагревание биметалла требует довольно продолжительного времени). Поэтому они могут использоваться практически только для измерения в цепях с постоянной нагрузкой. В отличие от них, приборы описанного выше первого типа могут использоваться при переменных нагрузках, однако обладают многими недостатками. Поэтому приборы тепловой системы применяются редко.

Значительно большее распространение получили электроизмерительные приборы теплоэлектрической системы. Они представляют собой сочетание прибора магнитоэлектрической системы (см. гл. 6) с термопреобразователем, действие которого основано на явлении «термоэлектричества» (см. ниже, гл. 3). Измеряемый ток проходит по нагревателю, в котором при этом выделяется тепло, сообщаемое термопаре; возникающая в ней термоэлектродвижущая сила измеряется прибором магнитоэлектрической системы. Величина термо ЭДС пропорциональна квадрату силы тока, поэтому шкала таких приборов является квадратичной. Приборам этой системы присущи и другие недостатки, указанные выше для приборов тепловой системы. Однако сравнительно высокая точность, широкий диапазон частот измеряемого тока (до 100 МГц) и возможность измерения сильных токов (до 60 А) обусловили довольно широкое применение этих приборов в измерительной технике (приборы Т13, Т14, Т130 и др.).

Мы рассмотрели только наиболее банальные применения теплового действия тока в технике; многочисленные другие примеры можно найти в специальной литературе по электротехнике и электронике. Теперь рассмотрим особую область использования электроэнергии – для целей освещения с помощью ламп накаливания. Другие электрические источники света будут рассмотрены в гл. 10.

## 2.5 Тепловые источники света

Большое распространение в промышленности, сельском хозяйстве и в быту получили источники света, в которых используется тепловое действие электрического тока – лампы накаливания. Свечение раскаленных тел, часто наблюдаемое в природе явление: оно представляет собой видимое проявление универсального физического свойства материальных тел – испускания электромагнитного излучения при температурах выше абсолютного нуля, называемого «тепловым излучением». Закономерности этого излучения будут подробно рассмотрены в гл. 6 т. III, где будет показано, что световое излучение имеет место для всех тел при любой температуре выше 0 К, однако при комнатных температурах оно практически целиком сосредоточено в инфракрасной области, не видимой глазом ( $\lambda > 0,8$  мкм). С повышением температуры максимум энергии излучения сдвигается в сторону более коротких волн и при температуре около 5300 К (что соответствует температуре наружных слоев атмосферы Солнца) попадает в видимую – желто-зеленую область спектра ( $\lambda \approx 550$  нм). Такой свет для человеческого глаза представляется «естественным» («белым»), поскольку за миллионы лет существования жизни на Земле, глаз «приспособился» к Солнечному освещению в результате биологической эволюции. Естественно стремление к «белому» освещению и в вечернее и ночное время. Очевидно, что идеальным источником такого освещения является светящееся тело со спектром излучения, максимально близким к солнечному. Такие источники создаются искусственно различными способами. Простейшими по конструктивному исполнению источниками света, относительно близкого по своему составу к «белому» свету, являются «температурные излучатели» – твердые тела («тела накала») нагреваемые до температур порядка 1000 – 2000 К. Нагрев осуществляется различными способами, например, с помощью пламени, электрического разряда и электрического тока; последний способ осуществляется в лампах накаливания общего и специального назначения, которые в настоящее время составляют основу бытового освещения и, в значительной, мере, уличных и производственных осветительных систем.

Лампа накаливания (ЛН) представляет собой вакуумированный или заполненный химически инертным газом стеклянный баллон, в который впаяны тугоплавкие металлические держатели, между которыми закреплена металлическая нить, нагреваемая электрическим током до высокой температуры (до 3000 °С). Обычно в качестве материала для тела накала используется вольфрам с температурой плавления около 3700 °С, излучение которого наиболее близко по своему спектральному составу к белому свету по сравнению с другими материалами. Поскольку по соображениям обеспечения достаточно длительного срока службы температуру тела накала приходится ограничивать значениями около 2700 °С, то спектр излучения раскаленной вольфрамовой нити все же значительно отличается, от солнечного спектра.



Основным количественным показателем «качества» источника света является величина «световой отдачи» (подробнее о смысле этой величины см. в гл. 6, т. II) отдаваемый лампой световой поток в люменах на единицу мощности лампы. При отсутствии энергетических потерь максимально возможная светоотдача имеет место для гипотетического источника, дающего монохроматическое излучение вблизи максимума спектральной чувствительности человеческого глаза (0,55 мкм). Ее величина равна 680 лм/Вт. Для солнечного излучения (температура около 5200 °К) светоотдача составляет примерно 85 лм/Вт. Однако в лампах накаливания из-за наличия энергетических потерь (например, на нагрев колбы и окружающего воздуха) у меньшей температуры нити накала достигается светоотдача (СО) не более 35 лм/Вт (см. ниже). Поэтому такие лампы обладают низкими экономическими показателями и в последние годы интенсивно вытесняются более экономичными газоразрядными лампами.

Сопротивление нити накала ЛН в холодном состоянии – до включения – сравнительно мало и обычно составляет приблизительно 60 Ом. После включения температура нити быстро возрастает, что приводит к резкому повышению сопротивления. В рабочем состоянии сопротивление 40 Вт ЛН (220 В) составляет, согласно формуле (2.80), приблизительно 1,2 кОм, т. е. в 20 раз больше, чем в холодном состоянии. Нарастание сопротивления нити с температурой происходит по приблизительному закону:

$$R = R_0 \alpha T^n, \quad (2.83)$$

где  $R_0$  – сопротивление при 0 °С,  $\alpha$  – термический коэффициент сопротивления,  $n \approx 1,1 - 1,2$ . Выход на рабочий режим осуществляется за сравнительно длительное время (см. ниже). При выключении лампы остывание нити накала также требует определенного времени. Такая «инерционность» характерна вообще для тепловых источников света. При использовании ЛН в сети переменного тока эта инерционность является положительным фактором, поскольку ослабляет вредный для глаз эффект «пульсации» светового потока, который для источников света другого типа может быть заметным. С другой стороны, при регулировании светового потока, необходимом во многих практических случаях, инерционность ЛН не позволяет осуществлять процесс быстро, и при такой необходимости используются источники света других типов.

Важным практическим вопросом, являющимся предметом интенсивных исследований и в настоящее время, является проблема долговечности тела накала ЛН. Статистика показывает, что наиболее распространенной причиной «перегорания» нити является нарушение герметичности лампы, что приводит к окислению тела накала. Однако такое «охрупчивание» может быть вызвано и необратимыми изменениями структуры материала нити в процессе эксплуатации, а также технологическими факторами, оказывающими влияние на состояние тела накала в процессе его производства. Преждевременное разрушение нити накала обычно имеет место при включении ЛН в результате

«броска тока», вызванного малостью сопротивления нити в холодном состоянии. Эти вопросы в настоящее время нельзя считать полностью выясненными.

Многочисленные разновидности ЛН состоят из однотипных частей, различающихся размерами и формой. Конструкция типичной лампы состоит из стеклянной колбы с закрепленным внутри нее, на стеклянном или металлическом штангеле с помощью держателей из молибденовой проволоки телом накала (спираль из вольфрама). Концы спирали прикреплены к концам вводов; средняя часть вводов изготавливается из платинита или молибдена с целью создания вакуумного соединения со стеклянной лопаткой. В процессе вакуумной обработки ЛН наполняется инертным газом, и затем штангель заваривается с образованием «носика». Для закрепления в патроне и защиты носика лампа снабжается цоколем, который приклеивается к колбе специальной цоколевочной мастикой.

Классификацию ЛН осуществляют по разным признакам. По назначению различают осветительные ЛН общего назначения, лампы для фар, транспортные, прожекторные и другие; по конструктивному исполнению – зеркальные, декоративные, с рассеивающим покрытием, йодные (галогенные) и другие; по форме тела накала – лампы с плоской спиралью, биспиральные и т. д.; по габаритам – сверхминиатюрные (с длиной до 10 мм и диаметром менее 6 мм), миниатюрные, малогабаритные, нормальные и крупногабаритные (длина более 175 мм, диаметр более 80 мм). Например, прожекторная лампа мощностью 10 кВт имеет длину 475 мм и диаметр 275 мм. Срок службы колеблется – от 5 ч (для самолетных фарных ламп) до 1000 ч и более (транспортные лампы). Световая отдача ЛН зависит от конструкции, напряжения, мощности (составляющей от нескольких Вт до десятков кВт) и продолжительности горения и обычно находится в пределах 10 – 35 лм/Вт. Например, для ЛН с танталовой нитью, применяемой для общего освещения зданий,  $CO = 7 \text{ лм/Вт}$ , для вакуумной ЛН с вольфрамовой нитью 8 – 9 лм/Вт, для ЛН с биспиралью из вольфрама – от 12,5 до 13,5 лм/Вт, галогенных ЛН с вольфрамовой биоспиралью для специальных оптических приборов – 22 – 27 лм/Вт, галогенных ЛН с вольфрамовой плоской спиралью – 34,5 лм/Вт (для малогабаритных кинопрожекторов). Мировое производство ЛН составляет 10 млрд штук в год, количество разновидностей превышает 2 тысячи.

Рассмотрим несколько подробнее особенности конструкции и режима работы ламп общего и специального назначения; ввиду указанного выше многообразия разновидностей ЛН ограничимся рассмотрением лишь наиболее распространенных типов ЛН.

Дополнительные сведения о применении ЛН будут изложены в т. III при рассмотрении основ светотехники и облучательной техники (гл. 6).

В ЛН общего назначения тело накала в виде простой или двойной спирали нагревается током до 2500 – 2700 °С. По сравнению с естественным белым светом их излучение имеет «красноватый» оттенок. При номинальном

напряжении 220 В светоотдача ЛН составляет от 9 до 19 лм/Вт; повышение светоотдачи достигается только повышением температуры тела накала. Однако при этом ускоряется испарение атомов вольфрама из спирали, что ведет к сокращению срока службы: изменение светоотдачи на 1 % означает изменение срока службы на 7 %. Лампы накаливания с мощностью до 25 Вт обычно являются вакуумными. При мощностях 40 Вт и выше лампы наполняются смесью аргона с азотом для уменьшения скорости испарения вольфрама. В криптоновых лампах применяется «тяжелый» наполняющий газ, что позволяет повысить температуру тела накала и тем самым увеличить светоотдачу по сравнению с лампами общего назначения примерно на 13 % для ламп мощностью 25 Вт и на 7 % для ЛН мощностью 40 и 60 Вт. Номинальная величина срока службы ЛН общего назначения составляет 1000 ч. Для специальных случаев применения существуют конструктивные исполнения ламп накаливания со сроком службы 2500 ч. Однако, их световой поток примерно на 15% ниже традиционных ЛН со сроком службы 1000 ч.

Лампы накаливания общего назначения изготавливаются на различные номинальные напряжения, в частности, на 225 и 240 В. Кроме наиболее распространенных прозрачных и матированных баллонов, лампы некоторых номиналов выполняются также в «дневном» (колбы из синего стекла), «белом» и «цветном» исполнении и т. д. Кроме того, существуют специальные конструктивные исполнения ЛН с мощностями от 40 до 150 Вт для использования в вибростойких и взрывозащищенных светильниках, а также ЛН в «противоударном» исполнении (от 25 до 100 Вт). Для специальных областей применения – освещения выставочных залов, гостиниц, ресторанов – изготавливаются рефлекторные лампы накаливания. На расстоянии 2 м от ЛН освещенность обычно составляет 140 люкс для ЛН мощностью 100 Вт и 300 люкс для ЛН мощностью 150 Вт. Рабочие параметры ЛН очень сильно зависят от напряжения на лампе: с увеличением сетевого напряжения ток и потребляемая мощность возрастают, световой поток увеличивается, а величина срока службы падает. Так, превышение номинального напряжения на 5 % приводит к увеличению светового потока примерно на 20 %, а срок службы при этом уменьшается примерно на 50 %. Большое влияние на срок службы ЛН оказывает частота включения и выключения. При включении ЛН возникает скачок тока «ударного» характера, поскольку сопротивление спирали в холодном состоянии очень мало по сравнению с сопротивлением в рабочем (горячем) состоянии. Для ламп мощностью 100 Вт бросок тока при включении является примерно 15-кратным; длительность этого переходного процесса составляет от 10 до 50 мс. Естественно, что перегорание тела накала ЛН наиболее часто наблюдается в момент ее включения в сеть.

Вольфрамовые ЛН в стеклянном баллоне дают непрерывный спектр излучения в интервале примерно от 0,3 до 2,5 мкм; границы этого интервала определяются, прежде всего, прозрачностью колбы. Для расширения области применения ЛН иногда изготавливают колбу из плавленого кварца. При этом границы спектрального диапазона расширяются примерно от 0,25 до 5 мкм.

Однако следует иметь в виду, что спектральное распределение энергии излучения имеет крутой спад в сторону коротких волн, поэтому в качестве источников ультрафиолетового излучения лампы накаливания практически непригодны.

При работе с ЛН, используемыми в качестве световых эталонов при фотометрических измерениях и в других целях, следует учитывать изменение их световых характеристик в результате постепенного испарения тела накала, что приводит к изменению характеристик ее излучения, а также уменьшению прозрачности колбы из-за оседания на стенках тонкого слоя вольфрама. Наполнение криптоном ослабляет этот эффект, однако, разумеется, не устраняет его полностью.

В некоторых случаях, например, при использовании ЛН в специальных фотометрических измерениях, предъявляются повышенные требования к стабильности источника питания; тогда питание ламп осуществляется от аккумуляторных батарей, ЭДС которых, после некоторого начального периода спада непосредственно после зарядки, сохраняет затем неизмененное значение весьма длительное время, если емкость аккумулятора достаточно велика. В этом отношении кислотные аккумуляторы обладают преимуществом перед щелочными. Во многих случаях для стабилизации напряжения на ЛН используют также феррорезонансные стабилизаторы и бареттеры при питании лампы непосредственно от сети.

Определенными особенностями в отношении конструкции обладают мощные прожекторные и кинопроекторные лампы, характеризующиеся повышенной яркостью светового излучения. Напряжение на лампах этого типа обычно находится в пределах 10 – 220 В, мощность – от 0,25 до 3 кВт, при сроке службы до 100 ч. Конструктивные особенности прожекторных ламп обусловлены стремлением улучшить использование оптики светового прибора. Например, в ряде ламп используется цилиндрическая спираль большой длины, что позволяет получить большой угол рассеивания в горизонтальной плоскости. В других лампах нить накала аналогичной формы устанавливается вертикально, в обоих случаях колба имеет сферическую форму. Для увеличения КПД в некоторых конструкциях прожекторных ламп на переднюю поверхность сферической колбы наносят зеркальное покрытие, обеспечивающее направленность излучения нити в оптику прожектора. Существуют также лампы, в которых нить расположена зигзагами в одной плоскости так, что форма тела накала близка к прямоугольной, а форма колбы делается цилиндрической. Путем изменения соотношения сторон прямоугольника можно варьировать углы излучения прожектора в вертикальной и горизонтальной плоскостях в широких пределах.

При высокой температуре тело накала лампы рассматриваемого типа становится интенсивным источником инфракрасного (ЛН) излучения и широко применяется в ИК технике для целей облучения, сушки и многих др. Выпускаются специальные ЛН, конструктивно отличающиеся от ламп,

используемых для целей общего освещения. В частности, согласно ГОСТ13674-76 выпускаются зеркальные лампы накаливания типа ИККЗ-220-500 и ИККЗ-220-250 на мощности 500 и 250 Вт соответственно. Баллоны этих ламп имеют специальный профиль и изготавливаются прозрачными или окрашенными в красный цвет с внутренним зеркальным покрытием стенки. Телом накала в этих лампах является вольфрамовая спираль, нагреваемая электрическим током до 1900 – 2500 °К; цветовая температура ламп с мощностью 500 Вт составляет 2350 К. Наличие красного покрытия баллона вызывает изменение спектрального состава излучения лампы: доля видимого света снижается, и максимум излучения располагается в области ближнего излучения с длиной волны 1 – 1,3 мкм. Лампы отличаются компактными габаритами – диаметр баллона равен 120 – 125 мм, независимо от мощности, при полной длине лампы до 190 мм. В некоторых конструкциях ламп телом накала служат две спирали на различные мощности, что позволяет легко изменять режим облучения путем простой коммутации спиралей. КПД зеркальных ламп достигает 0,7, а срок службы – 5000 ч. Распределение светового потока ламп достигается применением баллонов различной формы сферической, двупараболоидной и др.; для всех ламп этого типа характерно быстрое уменьшение освещенности при смещении от оси лампы. Существенный вклад в излучение лампы вносит сам стеклянный баллон; при температуре стеклянного баллона 420К он излучает в длинноволновой ИК области, энергетический поток этого излучения составляет 10 – 15 % от номинальной мощности лампы.

Другим распространенным типом ИК излучателей являются кварцевые трубчатые ЛН с йодным циклом («галогенные» лампы накаливания) типа КИО-220-250, КИО-380-3500 и др., с мощностью до 4,5 кВт. Они представляют собой прямую цилиндрическую трубку из кварцевого стекла, наполненную аргоном с добавкой паров йода. Вдоль оси лампы смонтирована моноспираль из вольфрама на вольфрамовых держателях. Температура тугоплавкого кварцевого стекла трубки достигает 500 °С, температура спирали – 2500 К и выше. Вольфрам, интенсивно испаряется с горячей спирали, попадает на стенки трубки и реагирует с йодом, образуя йодид вольфрама  $WJ_2$ ; вблизи спирали йодид вольфрама разлагается на йод и вольфрам, вновь оседающий на спирали. Наличие такого цикла позволяет значительно повысить мощность (в некоторых моделях ламп – до 20 кВт) при сохранении длительного срока службы (500 ч). Очень высокие освещенности достигаются в импульсном режиме работы ламп; такие излучатели используются в технологических процессах пайки и сварки, при испытаниях материалов для авиационной и космической техники и т. д. Спектральный состав излучения кварцевых галогенных ламп является весьма широким от видимого света до ИК излучения с  $\lambda \approx 8$  мкм; излучение вносит вклад, помимо излучения вольфрама (соответствующего цветовой температуре до 2550 К, с максимумом вблизи 1,2 мкм), также излучение кварцевого баллона (температура – до 550 °С, максимум излучения при 3 – 4 мкм) и излучения

атомов йода.

Описанные выше ИК излучатели наряду с источниками других типов широко применяются в разнообразных облучательных ИК установках в промышленности, сельском хозяйстве и научных исследованиях,

Помимо мощных ламп накаливания, в качестве ИК излучателей используются тепловые источники света и других типов. В приборах, служащих для проведения спектрального анализа в ИК области, источниками излучения обычно являются «штифтовые» лампы или «штифты». Лампы с телом накала в виде каолиновой пластинки были предложены П. Н. Яблочковым и усовершенствованы В. Нарнстом. В них телом накала служит штифт Нарнста, изготовленный путем прессования из окиси циркония (85 %) и окислов других элементов (главным образом иттрия). Оксидно-керамическая масса пептизируется кислотами и превращается в однородную пластическую массу. Затем из нее изготавливаются стержни (штифты) длиной около 3 см и толщиной до 3 мм, обычно белого цвета, подвергающиеся термообработке при 1600 °С

С помощью платиновых электродов к штифту, установленному в спектральный прибор, подводится разность потенциалов порядка 100 В (постоянного или переменного тока); рабочая сила тока – от 0,25 до 1 А. В холодном состоянии штифт обладает очень малой электрической проводимостью и перед работой нуждается в предварительном подогреве примерно до 800 °С в течение 30 – 45 секунд с целью снижения его сопротивления. Рабочая температура штифта обычно составляет около 1700 К. При этом штифт дает излучение в широком диапазоне длин волн – примерно до 10 мкм, с максимумами в области 1,6 – 2,4 и 5,5 – 6 мкм. Широкое распространение в современных ИК приборах получил также «штифт Глобара» (или просто «глобар»), изготовленный из карбида кремния, (иногда его называют «силитовым стержнем»). Он изготавливается с размерами от 25 см – до 1 м по длине, и от 8 до 50 мм в диаметре; токоподводящие электроды выполнены в форме колпачков из алюминия. Обычная рабочая температура глобара составляет 980 – 1100 °С (при 1500 °С карбид кремния интенсивно разлагается). Постепенное разложение в ходе работы проявляется в виде повышения сопротивления глобара и некотором изменении характеристик излучения. При перегреве, даже относительно кратковременном, глобар быстро разрушается, поэтому для повышения его устойчивости наносят защитное покрытие из окиси кремния. Излучение глобара отличается высокой яркостью и довольно равномерным спектральным распределением энергии примерно до  $\lambda=18$  мкм, с широким максимумом в области 8 – 10 мкм. Ряд других типов ИК излучателей будет рассмотрен в гл. 4, т. III. В дальнейшей изложении мы встретимся также и с некоторыми дополнительными применениями теплового действия электрического тока.

## ГЛАВА 3 ПОСТОЯННЫЙ ТОК В МЕТАЛЛАХ

### 3.1 Электрическое сопротивление металлов

Согласно изложенному в п. 2.1, постоянный ток в проводниках представляет собой направленное движение элементарных носителей заряда – свободных электронов в металлах и ионов в электролитах и газах. Средняя скорость движения носителей определяется формулой (2.11) ( $\bar{v} = bE$ ) и пропорциональна напряженности поля в проводнике. Подвижность ( $b$ ) и концентрация ( $n_0$ ) носителей «элементарного» заряда ( $e$ ) определяют удельную проводимость проводника  $\sigma = n_0 b e$  и обратную ей величину – удельное сопротивление  $\rho = 1/\sigma$ . Таким образом, сопротивление проводника зависит, главным образом, от плотности и подвижности содержащихся в нем носителей заряда. Для определения этих величин необходимо учесть химическую природу вещества проводника и его атомное строение.

В «классической» электронной теории металлов принимается, что движение свободных электронов подчиняется законам динамики Ньютона. Такое представление, как было показано в п. 2.1, приводит к следующей формуле для подвижности электронов

$$b = \frac{e \cdot \bar{\lambda}}{2mV_t} = \frac{e\tau}{2m}, \quad (3.1)$$

где  $\tau$  – «инерционное время» электрона в металле, или время «свободного пробега» электрона (между двумя последовательными столкновениями с ионами решетки металла) со средней тепловой скоростью  $V_t$  на длине пробега  $\bar{\lambda}$ . Оценка величины  $V_t$  по формуле молекулярно-кинетической теории  $V = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$  при комнатной температуре ( $T = 300$  К) дает 5 м/с (более точная оценка дается ниже), а величина  $\tau$  может быть вычислена по измеренным значениям удельной проводимости металла. Например, для меди получается оценка:  $\tau = 2 \cdot 10^{-14}$  с, что соответствует подвижности электронов  $b = 40$  см<sup>2</sup>/(В·с). Порядок величины «инерционного времени» электронов, в частности, показывает, что рассмотрение токов промышленной частоты в металлах как «квазистационарных» является вполне оправданным.

Из этих простых представлений «классической» электронной теории элементарным образом выводятся основные законы постоянного тока – законы Ома (см. п. 2.1) и Джоуля – Ленца. Действительно, приобретаемая электроном к концу свободного пробега кинетическая энергия в поле с напряженностью  $E$  равна  $W_k = \frac{mV_{\max}^2}{2} = \frac{e^2 \tau^2}{2m} E^2$  (см. п. 2.1); если предположить, что вся эта энергия отдается электроном при столкновении с ионом решетки, то за единицу времени один электрон передает решетке металла энергию  $ZW_k = \frac{v_t}{\lambda} W_k$ , а  $n_0$  электронов в единице объема – энергию  $n_0 \frac{v_t}{\lambda} W_k$ , ( $Z$  – среднее число

соударений электрона с ионами решетки в единицу времени). Вся эта энергия, в конечном счете, превращается в тепловую, то есть величину «плотности тепловой мощности», выделяемой в металле, которая входит в формулу (2.28), выражающую закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме. Подставляя выражение для  $W_k$  и учитывая формулы (2.13) и (3.1), получим:

$$W = n_0 \frac{\bar{V}_t e^2 \tau^2}{\lambda 2m} E^2 = \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{2m V_t} E^2 = \sigma E^2, \quad (3.2)$$

что совпадает с формулой (2.28). Столь же элементарным способом выводятся в «классической» электронной теории и некоторые другие закономерности, найденные при исследовании физических свойств металлов.

Однако при объяснении ряда важных свойств металлов, в частности, величины их теплоемкости, явления сверхпроводимости, зависимости удельного сопротивления от температуры (см. ниже) и др. эта теория встречается с непреодолимыми затруднениями. Это объясняется принципиальной неприменимостью законов классической механики, установленных для «макроскопических» тел, при рассмотрении движения «микроскопических» тел атомных масштабов, в частности, элементарных частиц (в том числе и электронов). Поведение этих мельчайших частиц материи подчиняется «квантово-механическим» законам. Здесь мы рассмотрим только некоторые положения квантовой механики, относящиеся к движению электронов в металлах. Это движение ограничено объемом металла, поэтому, согласно законам квантовой механики, электроны (как и любые другие частицы, совершающие «финитное», т. е. ограниченное в пространстве движение) могут находиться лишь в определенных энергетических состояниях. В «классической» механике некоторой определенной энергией может обладать сколь угодно большое число частиц; это положение называется «классической статистикой» Больцмана. В квантовой теории на определенном энергетическом «уровне» может находиться лишь строго определенное число электронов; в этом состоит сущность «квантовой» статистики Ферми – Дирака. Вследствие дискретности энергетических уровней и квантовой статистики их «заселения» электронами металла оказывается, что даже при абсолютном нуле электроны заполняют возможные энергетические состояния вплоть до некоторого «уровня Ферми», которому соответствует температура около 50 000 К. Изменение состояния движения электрона возможно лишь при его переходе на «незанятый» энергетический уровень выше уровня Ферми. Поэтому, в частности, в тепловых процессах может участвовать только сравнительно небольшая часть электронов и их вклад в полную теплоемкость металлов оказывается малым. При наложении электрического поля в результате его взаимодействия с ионами металла система электронных энергетических уровней смещается, и появляются многочисленные «свободные» уровни, на которые переходят электроны с прежних уровней под действием поля в классической электронной теории. Квантовая теория металлов, основанная на изложенных представлениях, дает более полное и точное описание их свойств,



в том числе и электрического сопротивления. Поскольку «температура» электронов металла даже при абсолютном нуле близка к 50 000 К, то оценка их средней «тепловой» скорости теперь дает примерно в 10 раз большее значение ( $10^6$  м/с), что хорошо соответствует измеренным значениям электропроводности металлов. Кроме того, сама природа электрического сопротивления в квантовой теории оказывается иной: при движении электрона в «идеальной» кристаллической решетке, в узлах которой находятся неподвижные ионы, и отклонения от правильного геометрического расположения отсутствуют, сопротивление движению электронов (и, следовательно, электрическому току) не возникает. Наблюдаемое электрическое сопротивление металлов обусловлено тепловыми колебаниями кристаллической решетки и неизбежным наличием в них различного рода дефектов и примесей (основные виды дефектов в кристаллах были указаны в т. I, гл. 8). Движение электронов в металле под действием электрического поля, согласно квантовой теории, рассматривается как электронная волна, интенсивность которой ослабляется в результате ее рассеяния на тепловых колебаниях и дефектах решетки по экспоненциальному закону:  $I \sim \exp(-\frac{x}{\bar{\lambda}})$ , где  $\bar{\lambda}$  – длина свободного пробега электрона. Для величины  $\bar{\lambda}$  имеет место выражение:

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = \frac{1}{\bar{\lambda}_1} + \frac{1}{\lambda}, \quad (3.3)$$

где первое слагаемое характеризует влияние тепловых колебаний решетки, а второе – влияние дефектов и примесей, не зависящее от температуры. При комнатных температурах  $\bar{\lambda}_1 \sim \frac{1}{T}$ , а при низких температурах (но выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние)  $\bar{\lambda}_1 \approx T^{-5}$ . В результате, для удельного сопротивления металла получается выражение:

$$\rho = \rho_1(T) + \rho_2, \quad (3.4)$$

где  $\rho_1(T)$  – «остаточное сопротивление» при  $T = 0$  (это выражение соответствует эмпирическому «правилу Маттиссена»). При обычных температурах, для чистых металлов  $\rho(T) \sim T$ , что соответствует известной из общего курса физики формуле

$$\rho = \rho_0(1 + \beta t) = \rho_0 \beta T, \quad (3.5)$$

где  $\rho_0$  – удельное сопротивление при 0 °С,  $\beta$  – температурный коэффициент сопротивления,  $t$  – температура в градусах Цельсия.

Заметим, что «классическая» электронная теория металлов вовсе не утратила своего значения и после создания квантовой теории, которая содержит и все законы классической теории в качестве своего предельного случая. В частности, оказывается, что статистика Ферми – Дирака при высоких температурах приближается к статистике Больцмана. Далее, при низких концентрациях носителей заряда, поведение их «ансамбля» в твердом теле становится аналогичным «идеальному газу», подчиняющемуся молекулярно-кинетической теории. Такая ситуация имеет место в полупроводниках и в

разбавленных растворах электролитов (см. гл. 4.5). Кроме того, в ряде случаев формулы квантовой теории аналогичны полученным в классической теории. По этим причинам формулы классической теории часто используются для получения правильных качественных результатов, а также проведения, в ряде случаев, и приближенных количественных расчетов.

Наличие электрического сопротивления металлов, зависящего от их природы и температуры, находит весьма широкое применение в электротехнике. На отрезке проводника с сопротивлением при протекании тока  $I$  имеет место падение напряжения, равное разности потенциалов на концах отрезка, и выделяется тепло по закону Джоуля – Ленца. Эти факты и лежат в основе различных электротехнических схем и устройств. Использование тепловыделения в проводнике с током для устройства нагревательных приборов было подробно описано выше в гл. 2.

Наличие падения напряжения на проводнике используется в целях регулирования или ограничения тока в самых разнообразных электрических схемах. В этих случаях сам элемент цепи, выполняющий такие функции, называется обычно «сопротивлением». Виды сопротивлений, выпускаемых электротехнической промышленностью весьма разнообразны; они отличаются номинальными параметрами, рабочим напряжением (или допустимой мощностью, при превышении которой сопротивление выходит из строя), габаритами, конструкционным исполнением.

В измерительных схемах часто используются переменные сопротивления – реостаты и магазины сопротивлений. Реостаты служат для регулирования силы тока или напряжения, в зависимости от схемы включения. Простейшие проволочные («ползунковые») реостаты изготавливаются обычно из константановой или никелевой проволоки круглого сечения, плотно навитой одним слоем на остов в виде фарфоровой или шиферной трубки. Вдоль оси трубки перемещается ползунок по металлической линейке, контактирующий с навитой проволокой. Выводы проволоки, и конец линейки содержат зажимы для подключения к внешней электрической цепи. Используются две основные схемы включения реостатов – последовательное (рис. 3.1 а) и параллельное или

«потенциометрическое» (рис. 3.1, б).

Последовательное соединение применяется для регулирования тока в нагрузке  $I_n$  (и, соответственно, падения напряжения на ней  $I_n R_n$ ) в пределах от  $I_{max}$  до  $I_{min}$  при сравнительно большой мощности реостата («низкоомные реостаты»). Реостат содержит маркировку, указывающую допустимую силу тока  $I_0$  и максимальное сопротивление (полностью «введенного») реостата; эти величины определяют

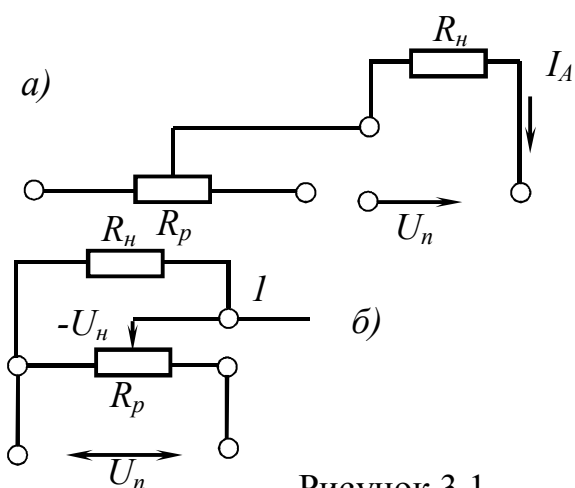


Рисунок 3.1

расчетную мощность реостата  $P_p = I_D^2 R_p$ . Исходя из заданного интервала регулирования силы тока, выбирают маркировку реостата согласно условиям:

$$R_{max} \geq \frac{U_n}{I_{min}} - r_n, \quad R_{min} = \frac{U_n}{I_{max}} - r_n, \quad P_p \geq \begin{cases} I_{min}^2 R_{max} \\ I_{max}^2 R_{min} \end{cases}, \quad (3.6)$$

где  $R_{max}$  и  $R_{min}$  – максимальное и минимальное сопротивления реостата, соответственно, в заданном интервале регулирования. Нарушение этих условий может вызвать перегрев реостата и его выход из строя.

Параллельное включение по схеме рисунок 3.1, б применяется для регулировки падения напряжения на нагрузке  $U_n$  от 0 до напряжения питания  $U_n$ , при сравнительно малой потребляемой мощности («высокоомные» реостаты). Если  $L$  – полная длина реостата, а  $l$  – длина части реостата, к которой присоединена нагрузка, то с него снимается напряжение на нагрузку

$$U_n = I_n R_n = \frac{U_n}{I_1 + \frac{1-\alpha}{\alpha} \left(1 + \frac{\alpha}{\beta}\right)}, \quad (3.7)$$

где  $\beta = \frac{R_n}{R_p}$ ,  $\alpha = \frac{l}{L}$  и тогда  $\frac{U_n}{U_n} = \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - \alpha^2}$ .

Равномерность регулировки  $U_n$ , т. е. линейность зависимости  $\frac{U_n}{U_n}(\alpha)$ , зависит от величины  $\beta$  и улучшается с ростом  $\beta$  (практически приемлемая линейность имеет место уже при  $\beta = 2 \div 5$ ). Однако уменьшение  $R_p$  ограничено мощностью, выделяемой и приводящей к его нагреву; поэтому для минимально допустимого сопротивления реостата в этом случае имеют место условия

$$R_{min} \geq \begin{cases} U_n^2 / P_p \\ U_n / (I_{nmax} - U_n / R_n) \end{cases}, \quad (3.8)$$

где  $P_p$  – допустимая мощность, рассеиваемая в реостате,  $I_{nmax}$  – максимально допустимый ток для используемого источника питания. Во избежание перегрева обмотки при длительной работе реостата рекомендуется выбирать его сопротивление  $R_p$  в 2–3 раза больше  $R_{min}$ . Для улучшения плавности регулирования применяют последовательные соединения двух реостатов – «грубый» (для основной регулировки) с сопротивлением  $R_{p1}$

«тонкий» (для точной регулировки) с сопротивлением  $R_{p2} = R_{p1} / (10 \div 20)$  как показано на рисунке 3.2, а, б, соответствующем рисунку 3.1, а, б. При регулировании сильных токов (например, схемы регулирования тока возбуждения электромашинных генераторов и т. п.)

применяются секционные реостаты с рычажными (коммутаторами). В различных схемах используются также жидкостные (на токи до сотен А) и

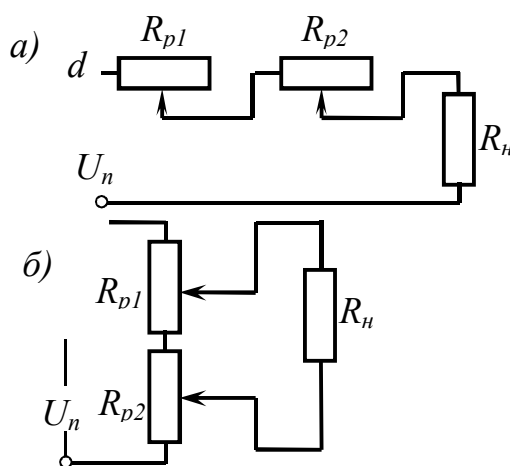


Рисунок 3.2

угольные реостаты.

Помимо проволочных реостатов, электротехническая промышленность выпускает также «непроволочные» переменные сопротивления (типов СП, СПО и др.), изготовленные путем нанесения проводящего слоя на изоляционный материал. Они обычно рассчитаны на малые мощности и используются в радиотехнических схемах.

В качестве переменных сопротивлений, особенно в измерительных схемах, используются магазины сопротивлений – комплекты сопротивлений определенной величины, смонтированные в общем корпусе и содержащие коммутационное устройство «штепсельного» или «рычажного» типа. Пределы для выпускаемых нашей промышленностью магазинов сопротивлений – от 0,01 Ом до 1 ГОм, класс точности – обычно от 0,02 до 0,5.

В радиотехнике при монтаже различных схем используются постоянные проволочные сопротивления всевозможных номиналов (до нескольких Ом до нескольких ТОм ( $10^{12}$  Ом)), рассчитанные на мощности от долей Вт до десятков Вт. Помимо указанных выше материалов для их изготовления применяются и другие «высокоомные» сплавы – изабеллин (84 % *Cu*, 13 % *Mn*, 3 % *Al*,  $\rho = 5 \cdot 10^{-7}$  Ом·м), нейзильбер (65 % *Cu*, 15 % *Ni*, 20 % *Zn*,  $\rho = 3 \cdot 10^{-7}$  Ом·м), нихром (60 % *Ni*, 1,5 % *Mn*, 17 % *Cu*, 22,5 % *Fe*) и др. Путем последовательного или параллельного соединения «номинальных» сопротивлений можно обеспечить практически любую нужную величину сопротивления для использования в заданной схеме. Если в особой точности величины сопротивления нет необходимости, то нужное сопротивление часто можно изготовить в лаборатории собственными силами (например, водяные, угольные, и другие сопротивления).

В ряде технических приборов и устройств используется зависимость удельного сопротивления проводников (а также полупроводников) от температуры. Рассмотрим вначале группу приборов, предназначенных для измерения температуры и называемых «термометрами сопротивления». В зависимости от назначения и интервала измерений используются разнообразные конструкции термометров, в которых материалом для «чувствительного элемента», контактирующего с исследуемым температурным полем, являются чистые металлы, сплавы или полупроводники. Обычно термометр сопротивления выполняется в виде тонкой металлической проволоки или ленты, намотанной на жесткий каркас из фарфора, кварца или другого материала. Для защиты от внешних воздействий термометр заключается в оболочку из фарфора, стекла или металла, через головку которой пропускаются выводы от чувствительного элемента к измерительному прибору. Иногда используются герметичные защитные оболочки, заполненные теплообменным газом. К термометрам сопротивления применяются общие требования достаточной точности, чувствительности и стабильности результатов измерений. Для удовлетворения этих требований необходимо осуществлять рациональный выбор материала, который должен иметь достаточно большой температурный коэффициент сопротивления ( $\alpha$ ) и

величину сопротивления в заданном интервале температур. Технология изготовления термометра включает использование особо чистых материалов, не содержащих внутренних механических напряжений, что позволяет обеспечить высокую стабильность показаний прибора. Широко применяются термометры сопротивления на основе чистых металлов, особенно платиновые (*Pt*) термометры (см. ниже). Кроме того, в качестве материалов для чувствительных элементов термометров используются медь (*Cu*), никель (*Ni*) железо (*Fe*). В области низких температур применяют бронзовые (интервал температур 1–4) и индиевые (4–300 К) термометры, однако более широкое распространение здесь получили полупроводниковые термометры, поскольку чувствительность элементов из чистых металлов в этой области обычно неудовлетворительна. Платиновые термометры используются в интервале от –263 °С до 1063 °С, медные – от –50 °С до +150 °С, никелевые от –50 °С до +200 °С, железные – от –50 °С до +150 °С.

Технические термометры сопротивления обычно не имеют индивидуальных градуировок; они выпускаются в комплекте с показывающими или самопишущими приборами, имеющими шкалу, уже градуированную в °С на основе специальной зависимости сопротивления от температуры для используемого чувствительного элемента.

Платиновый термометр сопротивления используется в широком диапазоне низких и высоких температур – от 10 до 1336 К – и может применяться для весьма точных измерений – до нескольких тысячных долей К. Чувствительный элемент термометра представляет собой платиновую проволоку, намотанную на каркас спиральной (геликоидальной) формы; для защиты от внешних воздействий чувствительный элемент помещается в трубку из плавленого кварца. Для обеспечения высокой точности измерений используется платина высокой степени чистоты с температурным коэффициентом сопротивления  $R(100\text{ °C})/R(10\text{ °C}) \geq 1,39$ . Точность воспроизведения величины  $R(0\text{ °C})$  очень высока, до 0,001 %, благодаря специальной технологии изготовления, обеспечивающей отсутствие внутренних механических напряжений в чувствительном элементе. Сопротивления термометра измеряются точными лабораторными потенциометрами класса 0,02. Величина  $R(0\text{ °C})$  выбирается равной 10,46 и 100 Ом, в зависимости от степени чистоты платины различают термометры I класса ( $R(100\text{ °C})/R(0\text{ °C}) = 1,39 \pm 0,0007$ ) и II класса ( $1,1391 \pm 0,001$ ). Обычно платиновые термометры изготавливаются на один из двух температурных интервалов – от 70 до 770 К и от 273 до 923 К. Они выпускаются в комплекте с измерительными мостами (логометрами), шкалы которых градуированы в °С, так что термометры не требуют индивидуальной градуировки. При осуществлении градуировки в интервале температур от 10 до 90 К выражают зависимость сопротивления платинового элемента от температуры в виде таблицы значений  $R(T)/R(0\text{ °C})$ , составленной по результатам сравнения измерений стандартным платиновым элементом с показаниями газового

термометра. В интервале 90–900 К градуировка термометра осуществляется в соответствии с положениями Международной практической температурной шкалы. Наконец, в области 300–1336 К зависимость сопротивления элемента от температуры выражается полиномом 3-го порядка с дополнительной константой, которая определяется путем градуировки в точке затвердевания золота. Точность измерения температуры с помощью платинового термометра сопротивления зависит от конструкции, степени защищенности элемента от внешних воздействий, габаритов и других факторов, которые определяют стабильность показаний, точность градуировки и чувствительность измерительной схемы термометра.

Полупроводниковое сопротивление, величина которого сильно зависит от температуры, называется «терморезистором» (или «термистором»). В отличие от металлов, сопротивление полупроводников может, как возрастать, так и уменьшаться с повышением температуры. Поэтому различают термисторы с положительным (ПТ) и отрицательным (ОТ) температурным коэффициентом сопротивления. Наибольшее распространение в технике получили ОТ, для которых  $\alpha(T) = -B/T^2$ , где  $B$  – постоянная, обычно находящаяся в интервале 200–7200 К, при диапазоне рабочих температур от –100 до +300 °С и выше. Они изготавливаются из твердых кристаллических полупроводников с большим  $\alpha$  – из синтетических алмазов (С), монокристаллов германия мышьяка (особенно для использования при низких температурах), смесей  $TiO_2$  с  $MgO$  и др. Помимо применения для термометрических целей, ОТ применяются также в схеме стабилизации напряжения, измерения мощности сантиметровых радиоволн и т. д. Термисторы ПТ изготавливают из титана бария, монокристаллического кремния с присадками и т. д. Они применяются как в качестве чувствительных элементов в термометрах сопротивления, так и в системах теплового контроля, в схемах ограничения тока в различных электрических цепях и т. д.

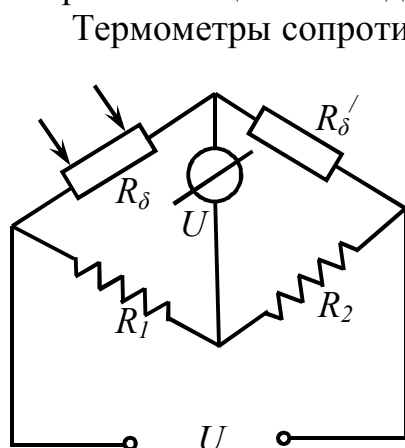


Рисунок 3.3

Термометры сопротивления входят в качестве составной части различных терморегуляторов, служащих для поддержания заданной температуры или ее изменения по заданной программе. Принцип действия любой системы автоматического регулирования, в том числе терморегулятора, заключается в том, что «теплочувствительный» датчик преобразует текущее значение температуры  $t$  в электрический сигнал и передает его в схему сравнения, где он сопоставляется с опорным сигналом, соответствующим заданному значению температуры  $t_3$ . При наличии разности этих температур в системе вырабатывается «сигнал

рассогласования», пропорциональный  $t - t_3$ , который передается исполнительному устройству, измеряющему режим теплообмена с

источниками тепла (например, силу нагревающего тока). Точность регулирования температуры в таких устройствах достигает 0,001 К. В качестве датчиков до температур 500 °С используются термометры сопротивления, до 200 °С – термисторы. При высоких температурах – примерно до 1600 °С – применяют термопары. Системы терморегулирования широко используются в промышленных установках, в лабораторных исследованиях и в быту.

Для измерения энергии слабого электромагнитного излучения, особенно в инфракрасной спектральной области, широко используются болометрические приемники (или болометры), действие которых основано на изменении удельного сопротивления термочувствительного элемента в результате его нагрева за счет поглощения измеряемого излучения. Термочувствительные элементы изготавливаются путем нанесения на диэлектрическую подложку тонких металлических слоев (толщиной 0,1–1 мкм), зачерненных для обеспечения большего коэффициента поглощения излучения в широком диапазоне длин волн. Измерение указанного изменения сопротивления осуществляется с помощью мостовой схемы на постоянном или переменном токе, показанной на рисунке 3.3. В два плеча схемы включены одинаковые чувствительные элементы  $R_\delta$  и  $R_\delta'$ , на один из которых направляется исследуемое излучение, а второй служит для компенсации различного рода помех (одинаковым образом влияющих на оба элемента). Вначале схема балансируется до нулевого уровня тока в диагонали моста. При повышении температуры чувствительного элемента на  $\Delta T$  его сопротивление изменяется на  $\Delta R_\delta = \frac{dR_\delta}{dT} \Delta T$ , а сила тока в диагонали моста будет равна  $\Delta I = I_\delta \frac{\Delta R_\delta}{R_\delta} L = I_\delta \beta \Delta T \cdot L$ , где  $I_\delta$  – сила тока через элемент,  $R_\delta$  – его сопротивление,  $\beta$  – температурный коэффициент сопротивления материала приемного элемента,  $L$  – коэффициент, зависящий от соотношения плеч моста (от величины  $R_1$  и  $R_2$ ). После установления теплового баланса приемника, для чего требуется некоторое «время установления»  $\tau$  0,1 – 0,01с, повышение его температуры будет равно  $\Delta T_{\text{ет}} = \alpha Q / \kappa$ , где  $\alpha$  – коэффициент поглощения радиации поверхностью приемного элемента,  $\kappa$  – постоянная времени охлаждения (происходящего обычно по закону Ньютона, см. гл. 9 т. I),  $Q$  – величина измеряемого потока излучения. Тогда через диагональ измерительного моста протекает ток с силой  $\Delta I = L I_\delta \beta \alpha Q / \kappa$ , т. е.  $\Delta T \sim Q$ . При применении материалов с большим коэффициентом  $\beta$  (никель, золото, висмут) может быть измерено повышение температур на  $10^{-6}$ – $10^{-7}$  К. Порог чувствительности  $Q_{\text{min}}$ , т. е. минимальный поток, при котором сигнал может быть выделен на уровне шумов, для современных болометров достигает обычно порядка  $10^{-10}$  Вт, а постоянная времени установления обычно порядка  $\tau \approx 1$  с. С целью уменьшения постоянной времени применяются очень тонкие чувствительные элементы (до 0,1 мкм), так что величина  $\tau$  может быть порядка  $10^{-2}$  с. В качестве болометрических приемников применяются также термисторы с большим температурным коэффициентом сопротивления,

изготовленные из полупроводниковых материалов (окись марганца, окись кобальта и др.). Относительно сверхпроводящих болометров см. ниже, п. 3.2. Наибольшее применение нашли болометры в инфракрасной технике, в частности, в спектральных приборах для работы в диапазоне от 0,5 до 1000 мкм.

### 3.2 Сверхпроводящие приборы и устройства

Как уже упоминалось выше, многие металлы и сплавы при определенной «критической» температуре (обычно несколько К) обнаруживают переход в сверхпроводящее состояние, при котором их удельное сопротивление скачком падает до нуля; это явление называется «сверхпроводимостью». При таком переходе изменяются преимущественно электрические и магнитные свойства материала, механические, оптические, тепловые и другие свойства практически не изменяются. Впервые это явление было обнаружено для ртути ( $T_{крит} \approx 4$  К). Падение напряжения на сверхпроводнике, включенном в цепь, равно нулю. В сверхпроводящем кольце созданный (путем электромагнитной индукции) ток остается неизменным неограниченно долгое время. Магнитный поток внутри такого кольца «замораживается» и также практически не изменяется со временем. Однако при превышении определенных «критических» значений тока  $I_k$  или магнитного поля ( $H_k$ ) сверхпроводимость исчезает и при  $T < T_k$  значения  $T_k$  и  $H_k$  зависят от температуры сверхпроводника. Внешнее магнитное поле ( $H < H_k$ ) проникает вглубь сверхпроводника лишь на весьма незначительную глубину; в этом «поверхностном» слое возникает незатухающий ток, компенсирующий воздействие внешнего поля. Обычно глубина проникновения поля не превышает  $\delta \approx 10^{-5}$  см, но возрастает с повышением температуры (вплоть до  $T_k$ , при которой  $\delta \rightarrow \infty$ ). Это явление называется «эффектом Мейснера». В состоянии сверхпроводимости обнаруживается еще ряд других явлений, представляющих большой научный интерес, которые описаны в специальной литературе.

Современная квантовая теория твердого тела рассматривает сверхпроводимость как своеобразную «сверхтекучесть» электронного потока в проводнике. Согласно выше изложенному, сопротивление металлов объясняется рассеянием электронов на дефектах кристаллической решетки, в частности, ее тепловых колебаниях (и при 0 К решетка совершает так называемые нулевые колебания квантовой природы). Поэтому для «одиночного» электрона «сопротивление» всегда существует. Однако, в сверхпроводниках при определенных условиях образуются связанные пары электронов – так называемые «куперовские пары», которые движутся сквозь кристаллическую решетку, не встречая сопротивления. Образование этих пар обусловлено силами притяжения между электронами, связанными с наличием тепловых колебаний решетки. Электростатическое взаимодействие электронной «пары» с ионами вызывает изменение режима колебаний, что



приводит к появлению силы, действующей на другие электрон. Действующие при этом силы являются силами притяжения, и при превышении ими сил кулоновского отталкивания между электронами образуются «куперовские» пары. Хотя теория сверхпроводимости в настоящее время еще не может считаться завершенной, однако она уже позволяет предсказать новые эффекты, которые могут оказаться весьма важными для практических приложений. В частности, важным моментом является теоретическая возможность существования сверхпроводимости при температурах, близких к комнатным. Наиболее высокая температура перехода в сверхпроводящее состояние была обнаружена у интерметаллического соединения  $Nb_3Sn$  –  $T_k = 18$  К; для чистых металлов  $T_k$  значительно ниже ( $Al$  – 1,2 К;  $Zn$  – 0,9 К;  $Cd$  – 0,5 К и т. д.). Очевидно, что необходимость применения столь низких температур является сдерживающим фактором для практического использования сверхпроводников; создание «комнатных» сверхпроводящих материалов должно оказать существенное качественное воздействие на многие области техники. Другим важным результатом теории явилось предсказание возможности наблюдения сверхпроводимости в полупроводниках. При понижении температуры сопротивление проводников обычно возрастает; при достаточно больших концентрациях носителей заряда и прочих благоприятных факторах (к числу которых относится большая электрическая проницаемость, ослабляющая кулоновское отталкивание электронов) возникают условия для перехода в сверхпроводящее состояние. В соответствии с этими теоретическими соображениями были найдены сверхпроводящие полупроводниковые материалы, например,  $GeTe$  с  $T_k = 0,3$  К;  $SrTiO_3$  с  $T_k = 0,28$  К, которые могут быть использованы в полупроводниковой электронике.

Специфические свойства полупроводников при достаточно высоком уровне теории нашли широкое и разнообразное практическое применение. Некоторые полупроводниковые приборы и устройства уже упоминались выше. Рассмотрим теперь наиболее важные и распространенные приложения сверхпроводимости.

Широкое применение в технике и лабораторных исследованиях нашли сверхпроводящие магниты – соленоиды и электромагниты с ферромагнитным магнитопроводом и сверхпроводящей обмоткой. В обмотке создается ток без разности потенциалов на её концах, т. е. потери на нагрев проводника отсутствуют. Кроме того, ток и созданное им магнитное поле сохраняется неограниченно долгое время, что позволяет исключить пульсации поля, неизбежные в традиционных электромагнитах.

В чистых сверхпроводящих металлах критическая напряженность магнитного поля, разрушающая сверхпроводимость, невелика (индукция не превышает нескольких десятых  $T$  (т. е.  $10^3$  гаусс). Однако во многих сплавах критические магнитные поля значительно сильнее и, кроме того, критические силы тока также велики. К таким сплавам относятся, например,  $MoRe$ ,  $NbZr$ ,  $Nb_3Sn$ ,  $V_3Si$ ,  $V_3Ga$  и другие; плотность критического тока сильно зависит от

технологической обработки материала и достигает  $10^5$  А/см<sup>2</sup> при напряженности магнитного поля до 200 кэ, т. е. порядка  $10^7$  А/м. Эти сплавы используются в качестве материалов для обмоток промышленных соленоидов. Требуемая величина силы тока устанавливается в обмотке с помощью низковольтных источников питания, снабженных регулируемыми устройствами. После установления нужной силы тока обмотка переводится в сверхпроводящее состояние и затем отключается от источника питания и закорачивается. Бросок напряжения при этом переходе может привести к выходу обмотки из строя; во избежание этого применяются специальные медные бандажи (внутренние шунты), «погашающие» перенапряжения. Ввиду отсутствия потерь мощности на выделение тепла по закону Джоуля – Ленца энергетические затраты на эксплуатацию сверхпроводящих магнитов (соленоидов) в основном определяются необходимостью поддержания обмотки при «гелиевых» температурах 4,2 К и ниже. Эти затраты оказываются в  $10^3$ – $10^4$  раз ниже, чем на поддержание равных по силе в несверхпроводящей обмотке, поэтому экономические показатели сверхпроводниковых электромагнитов весьма высоки.

Сверхпроводящие соленоиды уже нашли применение в различных областях техники, связи и радиолокации, при создании парамагнитных усилителей, генераторов излучения в широком диапазоне длин волн и т. д. Весьма широко используются эти устройства в лабораторной практике – при исследованиях физических свойств веществ, их взаимодействия с излучением, в ядерных исследованиях изучение свойств плазмы, процессов термоядерного синтеза и т. д. При удешевлении производства сверхпроводниковых материалов и методов поддержания низких температур обмоток область применения сверхпроводящих магнитов будет расширяться и в дальнейшем.

«Выталкивание» магнитных силовых линий из сверхпроводника («эффект Мейснера») используется в технике для создания магнитных защитных экранов, предохраняющих низкотемпературные установки от влияния внешних магнитных полей. Обычно для этих целей используется свинец с критической температурой  $T_k = 7,2$  К. При условии создания сверхпроводящего состояния в отсутствие внешнего магнитного поля, замкнутый экран с толщиной стенок порядка 0,1 мм практически полностью изолирует установку от внешних полей с напряженностью до нескольких сотен эрстед, т. е. порядка  $10^4$  А/м и выше. Такие сверхпроводящие магнитные экраны применяются во многих лабораторных исследованиях.

Наличие «критического» магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость, используется для целей модуляции входных сигналов в низкотемпературных исследованиях. Сверхпроводящий модулятор выполняется в виде провода из сверхпроводящего металла, например, тантала ( $T_k = 4,46$  К), находящегося во внешнем магнитном поле, изменяющемся с частотой 10–100 Гц. В течение периода напряженность магнитного поля дважды превышает критическое значение, и провод переходит в «нормальное»

состояние с большим сопротивлением. Провод включается между источником малой измеряемой ЭДС ( $\approx 10^{-11}$  В) с малым внутренним сопротивлением. При этом постоянный ток превращается в пропорциональный ему переменный сигнал, подаваемый на повышающий трансформатор с коэффициентом усиления до  $10^5$ , а с него – на вход усилителя. При входном сопротивлении усилителя менее  $10^{-4}$  Ом чувствительность таких усилителей со сверхпроводящим модулятором доходит до  $10^{-12}$  В. Они применяются для изучения термоэлектрических явлений, измерения очень малых сопротивлений и других исследований в физике низких температур.

Резкое изменение сопротивления сверхпроводникового материала при переходе его температуры через критическое значение используется также и для решения обратной задачи – «демодуляции» высокочастотного модулированного тока. Для этого сверхпроводящие выпрямители, основным элементом которых служит тонкая (0,05мм) проволока длиной около 10 см, обычно из сплава типа *SnBi* ( $T_c = 3,81$  К). Если по проволоке при  $T < T_c$  течет постоянный ток, то при некоторой силе тока  $I$  (тем большей, чем ниже  $T$ ) сопротивление проволоки резко возрастает до значений, близких к «нормальным» (в несверхпроводящем состоянии). Этот переход занимает некоторую сравнительно узкую область значений  $I$  вблизи «рабочей точки»  $I_o$  – середины этой области. Зависимость  $U(I)$  – «вольтамперная характеристика» такого «выпрямительного» элемента – будет резко нелинейной (рис. 3.4). Если теперь по проволоке одновременно пропускать высокочастотный модулированный ток, то вследствие нелинейного характера  $U(I)$  на концах проволоки возникает низкочастотное добавочное напряжение, которое можно «отфильтровать» и затем усилить обычным низкочастотным усилителем. Рабочая частота сверхпроводящих выпрямителей достигает 1 ГГц, при очень низком уровне

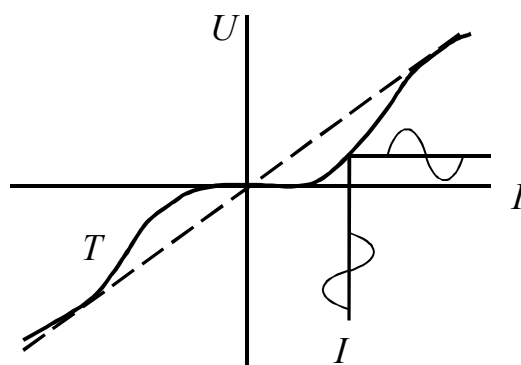


Рисунок 3.4

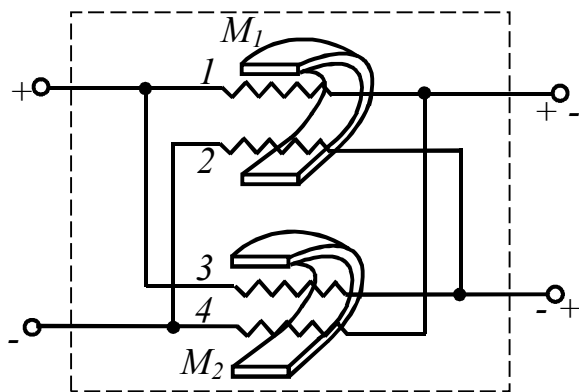


Рисунок 3.5

шумов ввиду малости собственного сопротивления выпрямителей и низкой рабочей температуры, это делает такие приборы весьма перспективными для применения в автоматике, электронике и других системах управления.

Еще одним перспективным электронным устройством является сверхпроводящий коммутатор, действие которого основано на

переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние под действием

магнитного поля. Он предназначен для бесконтактного переключения (коммутации) в электрических цепях, например, при измерениях очень малых ЭДС (0,1 мкВ) потенциометрическим способом или при сравнении очень малых сопротивлений. При таких измерениях переходное сопротивление контактов (см. ниже п. 3.5) составляет доли мВ и обычно может не учитываться в измерительных схемах. Для исключения паразитных ЭДС при проведении потенциометрических измерений четыре провода (1–4) из сверхпроводникового материала (например, тантала) располагаются в гелиевой ванне (4,2 К) между полюсами небольших электромагнитов (M1 и M2), как показано на рисунке 3.5. При создании в одном из магнитов, например, M1, магнитного поля, превышающего критическое, соответствующая пара проводов 1–2 переходит в нормальное состояние со значительным сопротивлением, а вторая – сверхпроводящая пара – 3–4 осуществляет контакт (с нулевым сопротивлением) между входом и выходом подключенной внешней схемы. Если «нормальное» сопротивление проводов 1–2 при этом значительно больше «внешнего» сопротивления схемы, то этот участок цепи можно считать разомкнутым. При включении вместо M1 второго M2 сверхпроводящий контакт будет осуществлять пара проводов 3–4, а на выходе произойдет переключение

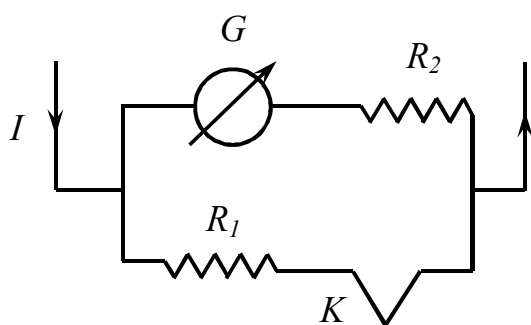


Рисунок 3.6

полярности – коммутация напряжения. Таким образом, при потенциометрических измерениях малых ЭДС использование сверхпроводящего коммутатора дает хорошие результаты при условии малости внутреннего сопротивления источника ЭДС по сравнению с сопротивлением проводов коммутатора; соблюдение этого условия при низких температурах не вызывает серьезных затруднения.

Для сравнения малых сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  (порядка 0,1–10 мкОм) используется схема рисунок 3.6, в которой  $G$  – сверхпроводящий гальванометр (см. ниже),  $K$  – сверхпроводящий коммутатор,  $R_1$  – измеряемое,  $R_2$  – известное сопротивление. В этом случае сверхпроводящий коммутатор конструктивно выполняется в виде сверхпроводящей тонкой свинцовой пленки, нанесенной на несверхпроводящую подложку. При нагревании подложки вспомогательным током сверхпроводимость пленки разрушается, и ее сопротивление становится порядка  $10^{-3}$  Ом. Все соединения в схеме коммутатора выполнены свинцовыми проводами. Если пленка находится в сверхпроводящем состоянии, то через гальванометр проходит лишь малая часть тока  $R_1/(R_1+R_2)$  ( $R_1 \ll R_2$ ), а при нормальном состоянии пленки практически весь ток идет через гальванометр. Сравнение отбросов на шкале гальванометра в обоих случаях позволяет определить отношение  $R_1/R_2$ . Сопротивление  $R_2$  (порядка  $10^{-5}$  Ом) можно

измерить обычным потенциометрическим способом. Применение сверхпроводящего коммутатора при проведении измерений при низких температурах позволяет обеспечить надежность контактов и отсутствие паразитных ЭДС, при компактности и удобстве обращения с аппаратурой.

На явлении сверхпроводимости основана возможность усовершенствования различных элементов и узлов электронных и радиотехнических схем. Например, сверхпроводящие резонаторы, используемые в приемно-передающих и других системах, обладают рекордной добротностью, достигающей  $10^{10}$ , что позволяет обеспечить исключительную избирательность и точность работы соответствующих устройств. Сверхпроводящие элементы применяются во многих электронных приборах и устройствах, в частности, служат деталями электронно-вычислительных машин. Эти методы улучшения работы электронных устройств образовали в настоящее время практически самостоятельную область техники – криоэлектронику (см. гл. 9). Некоторые измерительные сверхпроводниковые приборы будут рассмотрены ниже.

В качестве примера применения сверхпроводимости в различных технических устройствах, приведем так называемый «сверхпроводящий подвес», который является весьма перспективным для использования в различных двигателях, гироскопах и других приборах. В сверхпроводящем подвесе сверхпроводящее тело поддерживается во «взвешенном» положении без наличия механических опор с помощью сил, действующих на него со стороны магнитного поля. При этом трение в опорах исключается, что является весьма выгодным с технической точки зрения.

Сверхпроводящее тело в магнитном поле испытывает «выталкивающее» действие, пропорциональное квадрату напряженности поля; однако сильные поля (при  $H > H_k$ ) разрушают сверхпроводимость, поэтому величина  $H$  ограничена (например, для  $Nb$   $H_k = 2000 \text{ э} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ ). В однородных полях суммарная сила, действующая на сверхпроводящее тело, равна нулю, поэтому эффект «подвеса» создается только в неоднородных полях, создаваемых, например, кольцевыми постоянными магнитами или короткими соленоидами при условии, что результирующая «выталкивающая» сила направлена против силы тяжести и численно равна весу тела. При этом ширина зазора между кольцами (магнитами) и сверхпроводящим телом должна быть минимально возможной. При использовании сверхпроводящих магнитов накладываются определенные условия на выбор сверхпроводящего материала.

Наиболее перспективной в техническом отношении является сферическая форма подвешенного тела, поскольку суммарный вращающий момент, действующий на сверхпроводник в магнитном поле, в этом случае равен нулю и возможно лишь поступательное движение шара. При заданной величине напряженности поля  $H$  величина зазора между кольцевым магнитом и сверхпроводящим шаром уменьшается с увеличением веса шара. Поэтому при достаточно малом зазоре шар может быть «подвешен» в поле одного кольцевого магнита. Для повышения «жесткости» подвеса используют

комбинации кольцевых магнитов, расположенных в определенной последовательности при соответствующем выборе конфигурации магнитного поля. Помимо сферических подвесов определенное техническое значение имеют также подвесы плоской и цилиндрической формы.

В технике низких температур при работе в области ниже 1 К для разрыва теплового контакта между охлаждаемым телом и холодильным устройством применяется сверхпроводящий тепловой ключ, в котором используется явление значительного снижения теплопроводности сверхпроводника (в  $10^4$  раз) при переходе в сверхпроводящее состояние и дальнейшем охлаждении до рабочей температуры значительно ниже критической. Сверхпроводящий ключ представляет собой отрезок тонкой (диаметром 0,1–0,3 мм) свинцовой или танталовой проволоки длиной до нескольких десятков см, который соединяет охлаждаемый образец с хладагентом (например, парамагнитной солью). Во время охлаждения образца ключ «замыкается» с помощью внешнего магнитного поля, которое разрушает сверхпроводимость проволоки, и её хорошая теплопроводность восстанавливается; для разрыва теплового контакта магнитное поле снимается, и теплопроводность резко снижается, что соответствует «размыканию» ключа. При этом теплоподвод к образцу не превышает нескольких эрг/мин, т. е. порядка  $10^{-9}$  Вт. Такой принцип «тепловой коммутации» используется в различных исследованиях (в частности, при измерении низкотемпературной теплоемкости материалов); его достоинствами являются обратимость (возможность многократной коммутации) и отсутствие механически движущихся деталей, что позволяет исключить «паразитные» явления тепловыделения при вибрациях.

В заключение рассмотрим примеры применения сверхпроводимости в различной измерительной аппаратуре. Выше уже упоминался «сверхпроводящий» гальванометр, предназначенный для измерений малых ЭДС или малых сопротивлений в условиях низких температур. Все части измерительной схемы, в том числе и катушки гальванометра, изготавливаются из сверхпроводникового материала. При этом с целью обеспечения достаточно малой постоянной времени прибора, катушка содержит всего несколько витков (или один виток). Поэтому такие гальванометры, обладают очень высокой чувствительностью по напряжению порядка  $10^{-12}$  В при сравнительно низкой чувствительности по току (порядка 10 мкА). Вся схема гальванометра крепится на цилиндрической трубке с двойными стенками, между которыми создан вакуум. Трубка окружена свинцовым экраном для защиты от внешних магнитных полей и вместе с ним погружена в жидкий гелий. В результате перехода экрана в сверхпроводящее состояние вследствие эффекта Мейснера (см. выше) внутри экрана «замораживается» магнитное поле, напряженность которого примерно равна напряженности земного магнитного поля. Это поле компенсируется специальными устройствами – «катушками Гельмгольца» (они представляют собой две одинаковые тороидальные катушки, расположенные параллельно и соосно друг другу и создающие однородное магнитное поле в

пределах большого рабочего пространства при сохранении свободного доступа к этому пространству, и применяются во многих экспериментальных исследованиях). К трубке крепится медная оправка, на которую намотаны витки отклоняющих катушек гальванометра; она обеспечивает затухание колебаний подвесной системы гальванометра, выполненной в виде магнита длиной несколько мм на кварцевой нити. Полное сопротивление измерительной цепи не превышает  $10^{-6}$  Ом, поэтому применение каких-либо механических контактов недопустимо и для производства переключений используются описанные выше сверхпроводящие коммутаторы и модуляторы.

Для измерения очень слабых магнитных полей применяются сверхпроводящие магнитометры с чувствительностью до  $10^{-13}$  Тл ( $10^{-9}$  Гс). Их действие основано на так называемом «эффекте Джозефсона», под которым обычно подразумеваются 2 явления в контактах сверхпроводников. Одно из них заключается в возможности протекания «сверхпроводящего» тока через «туннельный контакт», составленный из двух сверхпроводников, разделенных тонким (порядка  $10^{-7}$  см) слоем диэлектрика (обычно это слой окисла на одном из проводников). Если сила тока через контакт Джозефсона не превышает некоторое критическое значение, то падение напряжения на контакте отсутствует; это явление называется «стационарным» эффектом Джозефсона. Если же сила тока превышает критическое значение, то на контакте возникает падение напряжения, и возникает излучение электромагнитных волн – «нестационарный» эффект Джозефсона.

Эти явления объясняются квантомеханическим «туннельным» эффектом, который будет рассмотрен в т. III. Критическое значение силы тока очень сильно зависит от магнитного поля; на этом и основано действие сверхпроводящего магнитометра. Его чувствительный элемент представляет собой туннельный контакт Джозефсона из сверхпроводника, разделенного пленкой окисла толщиной 10 Å. Ток в элементе возбуждается индуктивным способом от резонансного контура, питаемого генератором высокочастотных колебаний. Через этот же контур протекает ток низкой частоты (порядка кГц), осуществляющий модуляцию магнитного поля в чувствительном элементе. Возникающий в чувствительном элементе сигнал усиливается и детектируется в измерительном блоке. Сверхпроводящие магнитометры применяются в различных научных исследованиях, например, очень малых напряжений – до  $10^{-14}$  В), медико-биологических исследованиях (снятие магнитокардиограмм сердца) и т. д.

Выше в п. 3.1 описаны болометры, предназначенные для измерения малых интенсивностей излучения. Для повышения чувствительности этих приборов воспринимающий элемент изготавливается из сверхпроводниковой проволоки, по которой протекает измерительный ток. Проволока находится при температуре перехода; при нагревании проволоки под действием падающего излучения сопротивление проволоки восстанавливается, и падение напряжения на ней возрастает. Это изменение напряжения регистрируется с помощью точного потенциометра. Поскольку переход из нормального в сверхпроводящее

состояние имеет место в чрезвычайно узком интервале температур (несколько тысячных К), то чувствительность болометра к нагреву очень высока. Кроме того, применение низких температур позволяет резко снизить уровень шумов и теплоемкость измерительной схемы (ее тепловую инерционность). В результате порог чувствительности болометра снижается до  $10^{-12}$  Вт, т. е. на несколько порядков, по сравнению с обычными болометрами, а время установления стационарного показания также значительно сокращается.

В одном из конструктивных исполнений сверхпроводящего болометра приемником излучения является тонкая алюминиевая фольга, на которую наклеена оловянная (сверхпроводящая) проволока. Фольга крепится к рамке, на которую намотаны свинцовые (сверхпроводящие) токоподводы, в которых не выделяется джоулево тепло. Болометр окружен вакуумированной оболочкой, температура которой определяется гелиевой ванной, в которую погружена вся система, и регулируется с точностью до  $10^{-4}$  К. В качестве сверхпроводящего материала используется обычно тантал ( $T_k = 4,4$  К), олово ( $T_k = 3,7$  К) или нитрид ниобия ( $T_k = 15$  К).

Как уже отмечалось выше, значение сверхпроводящих приборов и устройств в технике будет возрастать и в дальнейшем в процессе совершенствования техники создания и поддержания низких температур, а также реализации возможностей повышения критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

### 3.3 Работа выхода электрона из металла. Электронная эмиссия

Электроны в металле «свободно» перемещаются по всей кристаллической решетке, причем в отсутствие электрического поля это движение является хаотическим, а при наличии поля – направленным. Однако и в том, и в другом случае электрон не покидает пределы металла, в противном случае, очевидно, металлический кристалл не мог бы существовать продолжительное время. Это означает, что у поверхности металла действуют силы, удерживающие электрон

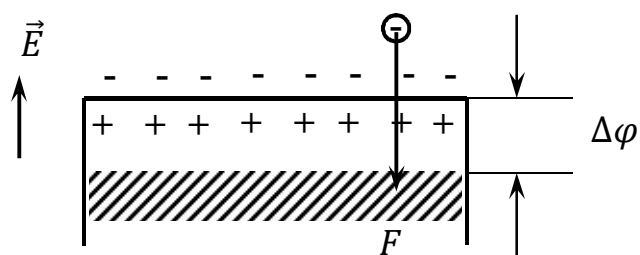


Рисунок 3.7

в металле. Эти силы имеют двойную природу. Если электрон выходит за пределы металла, то образуется «дефицит» отрицательного заряда, т. е. положительный заряд, являющийся «зеркальным изображением» вышедшего электрона. Между электроном и его «изображением» действует сила

кулоновского притяжения, возвращающая электрон внутрь металла. С другой стороны, выходу электрона из металла препятствуют силы отталкивания со стороны вышедших электронов, образующих «электронное облако» у поверхности металла. В результате на границе металла с окружающей средой возникает «двойной электрический слой», подобный заряженному плоскому



конденсатору (рис. 3.7). В этом слое, имеющем толщину  $d \approx 10^{-10}$  м, имеется электрическое поле с напряженностью  $E = \sigma/\epsilon_0\epsilon$  ( $\sigma$  – поверхностная плотность зарядов в слое) и разностью потенциалов  $\Delta\varphi = Ed$ , которая называется «поверхностной разностью потенциалов»; на электрон в этом слое действует сила  $F = eE$  стремящаяся «втянуть» электрон в толщину металла. Для выхода электрона за пределы металла необходимо совершить определенную работу, которая называется «работой выхода» и равна

$$A = e\Delta\varphi. \quad (3.9)$$

Величина характеризует высоту «потенциального барьера» на поверхности металла, который электрон должен преодолеть, чтобы окончательно покинуть металл. Сообщая электрону добавочную кинетическую энергию, можно создать возможность преодоления ним потенциального барьера и выхода из металла.

Это можно осуществлять разными способами, которые соответствуют различным видам «электрической эмиссии», т. е. испускания металлами электронов.

Если, например, нагреть металл до температуры порядка 1000 °С и выше, то наблюдается интенсивная «термоэлектронная» эмиссия: электроны приобретают добавочную кинетическую энергию порядка  $kT \approx 1,7 \cdot 10^{20}$  Дж  $\approx 0,1$  эВ, что уже сопоставимо с работой выхода ( $A \approx 1$  эВ). При наложении сильного электрического поля электроны испускаются и «холодным» металлом – «автоэлектронная» или «холодная» эмиссия. В результате бомбардировки металла заряженными частицами – электронами или ионами – возникает «вторичная» электронная эмиссия, при которой электроны металла приобретают дополнительную энергию за счет соударений с бомбардирующими частицами. Наконец, при облучении металла светом с малой длиной волны возникает фотоэлектронная эмиссия или «фотоэлектрический» эффект. Все эти виды электронной эмиссии нашли широкое и разнообразное применение в современной технике.

Рассмотрим более подробно явление термоэлектронной эмиссии, которое лежит в основе многих электронных и светотехнических приборов и устройств (см. гл. 9). Простейшим из них является вакуумный диод – двухэлектродная электронная лампа, представляющая собой вакуумированный стеклянный сосуд, в который впаяны два электрода – катод и анод – в виде тонкой нити (спирали) из тугоплавкого металла (вольфрама, молибдена) или имеет более сложное строение (см. ниже). Катод нагревается до высокой температуры (1000 °С и выше) непосредственно протекающим по нему током («катод прямого накала») или дополнительным нагревательным элементом («катод косвенного накала»). Анод обычно выполняется в виде металлического цилиндра, окружающего соосно расположенный с ним катод.

При холодном катоде ток во внешней цепи, содержащей источник питания, отсутствует, поскольку вакуумированный промежуток не содержит носителей заряда. Если же катод нагрет, то в цепи идет так называемый «анодный ток», который сложным образом зависит от разности потенциалов

между анодом и катодом. Эта зависимость называется «вольтамперной характеристикой» диода (рис. 3.8). При изменении температуры катода вольтамперная характеристика изменяется лишь в количественном отношении, а общий ход ее сохраняется. Такое семейство вольтамперных характеристик схематически представлено на рисунке. 3.8. Даже при отсутствии разности потенциалов некоторый ток в цепи диода имеет место; это означает, что некоторые вышедшие из нагретого катода электроны, случайно получившие скорости движения в направлении анода, могут дойти до него, создавая ток. Для прекращения тока необходимо приложить «задерживающую» разность потенциалов противоположной полярности. Однако эти «остаточные» эффекты обычно малы и при дальнейшем рассмотрении ними можно пренебречь, полагая  $I(U = 0) = 0$ .

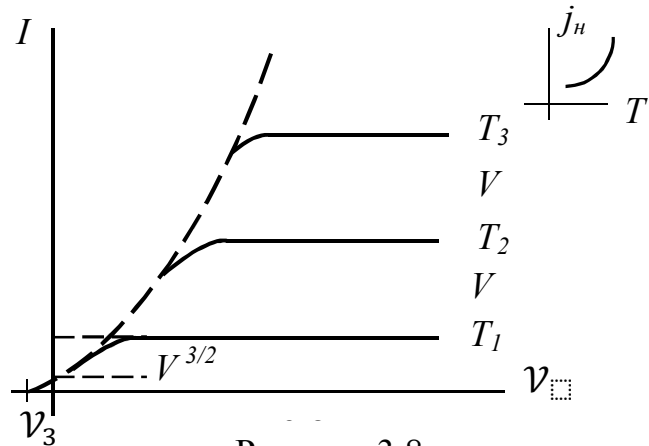


Рисунок 3.8

При сравнительно небольших разностях потенциалов ток в цепи диода возрастает, однако не по линейному закону, который соответствует закону Ома для «обычных» проводников, а согласно «закону трех вторых» (Богуславского–Ленгмюра):

$$I = CU^{3/2}. \quad (3.10)$$

Величина  $C$ , не зависящая от  $U$ , определяется геометрией диода, т. е. формой и расположением электродов. Например, для плоских электродов с площадью поверхности  $S$ , находящихся на расстоянии  $d$  друг от друга

$$C = \frac{4\epsilon_0 S}{9d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}}. \quad (3.11)$$

Нелинейность вольтамперной характеристики является наиболее характерной особенностью, отличающей «ток в вакууме» от рассмотренного выше «тока проводимости», и лежит в основе многих применений электронных ламп с горячим катодом. Эта нелинейность обусловлена наличием «объемного заряда» в диоде – облака электронов в направлении анода. В отличие от проводника, в котором все носители заряда движутся «синхронно» под действием однородного поля с постоянной напряженностью, поле между электродами вакуумного диода неоднородно – напряженность поля различна в равных точках межэлектродного промежутка. Если в проводнике при увеличении напряженности поля возрастает лишь средняя скорость направленного движения носителей заряда, то в вакуумном диоде при этом уменьшается также концентрация электронов в облаке – «плотность

пространственного заряда», так что все большее число испущенных катодом электронов получает возможность достигнуть анода. Этот дополнительный эффект и обуславливает нелинейность вольтамперной характеристики и наличие закона «трех вторых».

При дальнейшем увеличении разности потенциалов наблюдаются все возрастающие отклонения от закона (3.11), и, в конце концов, ток достигает значения «насыщения», оставаясь неизменным при возрастании  $U$ . Это означает, что все  $N$  электронов, испущенные металлом (катодом) за единицу времени, достигают анода, так что ток в диоде становится равным

$$I_H = Ne. \quad (3.12)$$

Величину тока насыщения, естественно, пропорциональную площади эмитирующей поверхности катода, удобнее рассматривать вместо плотности тока насыщения

$$\gamma_H \geq \frac{I_H}{S_k}. \quad (3.13)$$

Эта величина зависит только от температуры накаливаемого катода; характер этой зависимости схематически представлен на вставке на рисунке 3.8. Увеличение  $\gamma_H$  с повышением  $T$  носит весьма быстрый, экспоненциальный характер, что и обуславливает применение наиболее тугоплавких металлов в качестве материалов для катодов.

Простые соображения, основанные на классической электронной теории, приводят к зависимости  $\gamma_H$  следующего вида («формула Ричардсона»)

$$\gamma_H = c\sqrt{T}e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (3.14)$$

где  $c$  – константа, зависящая от рода металла. Уточнение вида этой зависимости достигается при применении квантовой теории металлов (формула Ричардсона–Дешмена):

$$\gamma_H = BT^2e^{-\frac{A}{kT}}. \quad (3.15)$$

Несмотря на кажущиеся различия, обе формулы дают весьма близкие результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, поскольку экспоненциальный множитель  $\exp(-\frac{A}{kT})$  дает значительно более сильную зависимость от температуры, чем степенные множители  $\sqrt{T}$  или  $T^2$ ; в этом легко убедиться непосредственным расчетом. Поэтому зависимость  $\gamma_H(T)$  оказывается удобным представить в полулогарифмическом масштабе следующим образом:

$$\ln \gamma_H \approx \text{const} - \frac{A}{kT}, \quad (3.16)$$

т. е. вообще пренебречь зависимостями  $\sqrt{T}$  или  $T^2$  по сравнению с  $e^{-\frac{A}{kT}}$ . При этом график зависимости  $\ln \gamma_H \left( \frac{1}{T} \right)$  оказывается прямой линией с начальным отрезком равным константе в (3.16), и наклоном равным  $\frac{A}{k}$ . Такие графики

удобны для практического определения работы выхода для данного материала катода.

Как уже упоминалось выше, термоэлектронная эмиссия применяется главным образом при создании электронных приборов и устройств, в которых осуществляется управление электронным пучком, а также газоразрядных источников света. Во всех этих приборах наиболее ответственным элементом является накаливаемый катод, который должен удовлетворять двум основным требованиям – обеспечение максимально возможной эмитирующей способности и достаточно продолжительного срока службы. Проще всего добиться увеличения плотности тока насыщения путем повышения температуры тугоплавкого катода, однако это ведет к ускорению процессов разрушения (эрозии) электродов и сокращению срока службы, т. е. указанные выше требования оказываются противоречивыми. Как видно из формулы (3.15), это затруднение можно обойти, если увеличивать величину  $\gamma_n$  за счет снижения работы выхода. А это достигается специальной конструкцией катода. Наибольшее распространение получил «оксидный» катод, состоящий из металлической подложки («керна») и нанесенного на него слоя оксидов щелочноземельных металлов ( $BaO$ ,  $SrO$ ,  $CaO$  или их смесь). С целью снижения работы выхода катод подвергается дополнительной технологической обработке – «активированию»; эта процедура заключается в пропускании термоэлектронного тока через электронную лампу (диод) в течение определенного времени при температуре около  $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Уменьшение работы выхода объясняется образованием при активировании монослоя положительных ионов щелочноземельного металла, который частично компенсирует отрицательный заряд в двойном электрическом слое

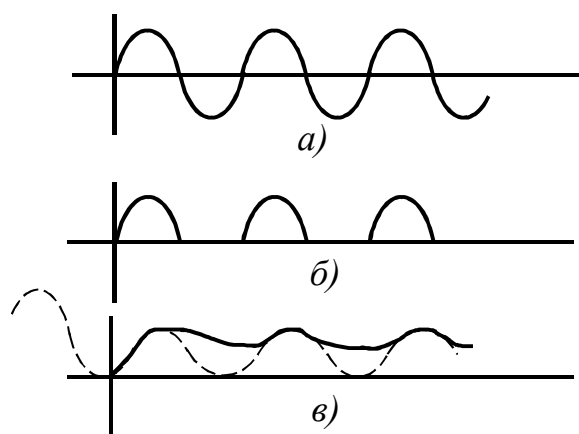


Рисунок 3.9

(см. рисунок 3.7) и уменьшает поверхностную разность потенциалов  $\Delta\phi$ . Получение оксидов типа  $BaO$  осуществляется нанесением на kern карбонатов  $BaCO_3$ ,  $SrCO_3$ ,  $CaCO_3$  и прокаливанием катода в вакууме перед активированием; при этом соли разлагаются на окислы и углекислый газ, например,  $BaCO_3 \rightarrow BaO + CO_2$  и на керне образуется слой оксидов.

Эмиссионная способность современных оксидных катодов превышает  $1\text{ А/см}^2$  при нормальной рабочей температуре  $800\text{--}900\text{ }^{\circ}\text{C}$ ; в то же время

«чисто» вольфрамовые катоды работают при  $220$ , а плотность тока насыщения не превышает  $0,1\text{ А/см}^2$ .

В импульсном режиме (при кратковременных токах длительностью  $10^{-6}\text{--}10^{-5}\text{ с}$ ) оксидные катоды обеспечивают плотность тока термоэлектронной

эмиссии более  $100 \text{ А/см}^2$  механическое совершенствование оксидных катодов продолжается и в настоящее время.

Описанные выше двухэлектродные лампы (диоды) применяются главным образом для целей выпрямления переменного (синусоидального) тока благодаря их «односторонней» проводимости – они пропускают только при положительном потенциале анода. Поэтому переменный ток (рис. 3.9, а) после прохождения диода превращается в «пульсирующий» ток в одном направлении (рис. 3.9, а). Затем эти пульсации «сглаживаются» (рис. 3.9, в) с помощью специальной схемы, содержащей «фильтры»; простейшим фильтром является конденсатор большой емкости, который заряжается при возрастании разности потенциалов и разряжается через нагрузочное сопротивление во время ее уменьшения, поддерживая ток в цепи на приблизительно постоянном уровне. Электронные приборы, в которых используются более сложные лампы, будут рассмотрены в главе 9.

Вторичная электронная эмиссия из металлов имеет место под действием бомбардировки поверхности металла быстрыми электронами или положительными (отрицательными) ионами. Эти процессы играют особую роль в поддержании самостоятельного газового разряда (см. гл. 5). Быстрые заряженные частицы могут проникать на значительную глубину в толщу металла и передавать электронам металла достаточную кинетическую энергию для преодоления потенциального барьера на границе металла. Количественно это явление характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии, который определяется как отношение числа испущенных поверхностью металла электронов  $N$  к числу «первичных» (падающих на поверхность металла) электронов  $N_0$ :

$$\delta = \frac{N}{N_0}. \quad (3.17)$$

Величина  $\delta$  зависит от энергии  $E_e$  и угла падения пучка первичных электронов и от природы и состояния поверхности металла и мало зависит от интенсивности пучка. С увеличением энергии первичных электронов величина  $\delta$  вначале возрастает, поскольку более быстрые частицы глубже проникают в металл, порождают большое число «ускоренных» электронов, способных выйти из металла. Однако при дальнейшем увеличении энергии пучка сказывается меньшая вероятность выхода более «глубоких» электронов, которые могут «растерять» свою избыточную энергию на пути к поверхности. Поэтому рост величины  $\delta$  прекращается, а затем  $\delta$  даже несколько спадает. С увеличением угла падения, т. е. при «скользящей» бомбардировке поверхности, величина  $\delta$  возрастает, поскольку при этом увеличивается доля вторичных электронов, возникших в непосредственной близости от поверхности. Толщина слоя, принимающая наиболее активное участие в испускании вторичных электронов, составляет примерно  $500 \text{ \AA}$  (т. е.  $5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ ). Значения  $\delta$  в максимуме кривой  $\delta/E_e$  варьирует для различных металлов в широких пределах; так для  $\text{Cu}$   $\delta_{\text{max}} = 1,29$ ,  $\text{Ni} - 1,25$ ,  $\text{Ag} - 1,47$ ,  $\text{Pt} - 1,78$ . Для ряда металлов величина  $\delta$

даже меньше 1: для  $Be$   $\delta_{max} = 0,53$ ,  $Al$  – 0,97, и т. д. Напротив, для полупроводниковых материалов может быть более 10. Причина этого заключается в том, что в металлах с большой концентрацией свободных электронов «вторичный» электрон быстро растрчивает свою кинетическую энергию на пути к поверхности и имеет малую вероятность выхода из металла; напротив, в полупроводниках (а также диэлектриках) концентрация свободных носителей заряда мала, и вероятность выхода «вторичного» электрона больше. Это обстоятельство используют для создания специальных катодов – «эммитеров» – с повышенным значением коэффициента вторичной электронной эмиссии. Они состоят из металлической подложки и нанесенного на нее тонкого слоя полупроводника, который получается путем специальной технологической обработки поверхности. Например, при обработке сурьмы в парах цезия получаются «сурьяно-цезиевые» эммитеры, а при окислении серебра и последующей его обработке в парах цезия получаются «серебряно-цезиевые» эммитеры; все они обладают коэффициентом вторичной эмиссии порядка 10. Эффективность вторичной электронной эмиссии (величина  $\delta$ ) под действием бомбардировки металла ионами оказывается существенно меньше, чем при облучении быстрыми электронами.

Эммитеры с большой величиной  $\delta$  используются главным образом во «вторичных электронных умножителях» (ВЭУ), предназначенных для значительного усиления (в  $10^5$ – $10^9$  раз) слабых электрических токов, например, вызванных световым облучением металла («фотоэлектрический эффект», см. т. III, гл. 5). ВЭУ представляет собой откачанный до высокого вакуума стеклянный цилиндр, в который впаяна система, состоящая из катода (К), анода

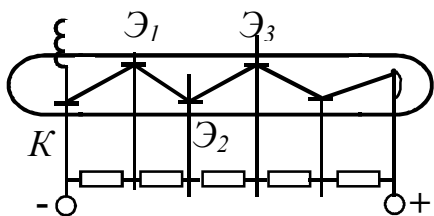


Рисунок 3.10

(коллектора) А и нескольких эммитеров (Э), число которых может достигать 20 (рис. 3.10). Прибор питается от делителя напряжения, обеспечивающего разность потенциалов между анодом и катодом и между соседними эммитерами. Если из катода каким-либо способом вышло небольшое количество электронов, то они, ускоряясь электрическим

полем, падают на первый эммитер и создают усиленный поток вторичных электронов, которые после ускорения попадают на второй эммитер и т. д. В более ранних образцах ВЭУ управление пучками вторичных электронов осуществлялось с помощью постоянных магнитов, отклоняющих каждый пучок по направлению к следующему эммитеру; в настоящее время эти системы употребляются редко. ВЭУ, предназначенные для измерения слабых световых потоков (на основе упомянутого выше фотоэлектрического эффекта), называются фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Эти приборы получили весьма широкое распространение, например, в астрофизике для регистрации весьма слабого свечения звезд, в научных исследованиях в области оптики и спектроскопии для изучения малоинтенсивных спектров излучения, в

спектральном анализе для обнаружения элементов в очень малых («следовых») концентрациях и т. д. В настоящее время на вооружении спектральных лабораторий имеется большой ассортимент ФЭУ, существенно отличающихся конструкцией, спектральной и интегральной чувствительностью и т. д., что позволяет, в частности, проводить исследования за пределами видимого светового диапазона.

Автоэлектронная эмиссия представляет собой испускание электронов металлами под действием электрического поля высокой напряженности. Обычно исследование этого явления проводят с помощью специального прибора, представляющего собой откачанную до высокого вакуума стеклянную колбу с помещенными в нее 2 электродами специальной формы, которая обеспечивает большую напряженность поля у катода. Для этой цели катод выполняется, например, в виде острия, радиус кривизны которого  $r$  очень мал – порядка  $10^{-2}$  мм.

У поверхности острия напряженность поля приблизительно равна  $E = \frac{U}{r}$ , где  $U$  – разность потенциалов между электродами; при  $U = 1000$  В напряженность поля весьма велика:  $E \approx 10^6$  В/см. При этом между электродами протекает автоэмиссионный ток, наблюдаемый и при холодном катоде; с увеличением разности потенциалов сила тока быстро возрастает. Большое увеличение тока может привести к значительному нагреву электрода, и, в конце концов, в трубке зажигается «вакуумная дуга» – разряд в парах материала катода. Автоэлектронная эмиссия может в определенных условиях играть важную роль в механизме газовых разрядов и даже «конкурировать» с термоэлектронной эмиссией (эти вопросы будут рассмотрены в главе 9).

Полное объяснение и количественное описание явления автоэлектронной эмиссии дает квантовая теория металлов, некоторые представления которой были изложены выше. Сущность явления заключается в изменении «потенциального барьера» на поверхности металла под действием электрического поля, а именно, в снижении его высоты и уменьшении «толщины», что приводит к понижению работы выхода из металла и возрастанию «прозрачности» барьера для электронов.

В сильном поле эта деформация становится настолько значительной, что выход электронов из металла становится возможным и при низких температурах (комнатной и ниже).

Рассмотрим кратко другие виды эмиссии электронов из металлов. При пропускании сильного тока или мощного электрического импульса через материал с большой подвижностью свободных электронов (например, полупроводник) электроны могут получить энергию, достаточную для выхода из материала; это явление называется эмиссией «горячих электронов». В очень сильных импульсных полях с напряженностью порядка  $10^9$  В/м автоэлектронная эмиссия приводит к образованию у катода плотной плазмы, взаимодействие которой с поверхностью катода приводит к импульсному увеличению эмиссионного тока (до  $10^6$  А при длительности импульса порядка

$10^{-8}$  с); это явление называется «взрывной» электронной эмиссией и сопровождается переносом массы (порядка  $10^{-11}$  г) вещества катода (эмиттера) на анод. Некоторые другие специфические явления эмиссий электронов (например, «экзоэлектронная» эмиссия и др.) рассматриваются в специальной литературе.

### 3.4 Термоэлектрические явления в контактах

Еще в конце XVIII в. экспериментальным путем было установлено, что между разнородными металлами, приведенными в тесный контакт («спай»), возникает разность потенциалов, зависящая от рода металлов и температуры (первый закон Вольта). Если в контакте находятся последовательно несколько разнородных проводников, то разность потенциалов, между крайними проводниками не зависит от природы «промежуточных» проводников (второй закон Вольта); в частности, в замкнутой цепи при одинаковой температуре всех контактов разность потенциалов не возникает, и ток в этой цепи будет отсутствовать.

Простое и наглядное объяснение возникновения контактной разности потенциалов дает классическая электронная теория металлов. Согласно этой

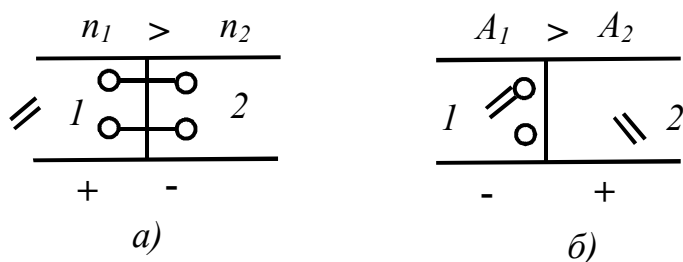


Рисунок 3.11

теории разнообразные металлы отличаются концентрациями свободных электронов и работами выхода  $A$ . Пусть концентрация электронов в металле 1 выше, чем в металле 2 (рис. 3.11, а). Поскольку электроны являются «свободными», то в силу случайного «теплового»

движения некоторые электроны переходят границу раздела 1–2 в обоих возможных направлениях. Однако, в среднем, за большой промежуток времени в направлении 1–2 будет переходить больше электронов, чем в направлении 2–1, так как в металле 2 возникнет «избыток», а в металле 1 – «недостаток» электронов. На границе раздела 1–2 существует «двойной электрический слой», подобный заряженному плоскому конденсатору. Между его обкладками возникнет разность потенциалов, так называемая «внутренняя» контактная разность потенциалов. С повышением температуры тепловое движение электронов усиливается, и величина должна возрастать. Электронная эмиссия приводит к выражению вида

$$U_i = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}. \quad (3.18)$$

Пусть  $n_1 = n_2$ , но  $A_1 > A_2$ , т. е. работа для первого металла больше, чем для второго. Теперь выход из металла 1 затруднен, и в направлении 2→1 в результате случайного «теплового» движения будет переходить больше



электронов, чем в направлении 1→2. В результате на границе раздела 1–2 возникнет двойной электрический слой с распределением зарядов, показанным на рисунке 3.11, б. Величина разности потенциалов в слое  $U_a$  будет равна

$$U_a = \frac{A_1 - A_2}{e} \quad (3.19)$$

(заметим, что в формулах (3.18) и (3.19) под  $e$  подразумевается «абсолютная» величина заряда электрона). Оценка по формулам (3.18) и (3.19) дает  $U_i = 10^{-2} - 10^{-3}$  В для  $U_a \geq 1$  В. Поэтому при измерении разности потенциалов между «внешними» поверхностями металлов должна получиться величина  $U = U_i + U_a \approx U_a$ ; по этой причине величина  $U_a$  называется «внешней» контактной разностью потенциалов.

Классическая электронная теория легко объясняет сформулированные выше законы Вольта: контактная разность потенциалов зависит от природы металлов (величины  $n$  и  $A$ ) и температуры (формула (3.18)). Если же привести в последовательный контакт не два металла, а несколько, то разность потенциалов будет зависеть только от природы «крайних» проводников; действительно, если имеем цепь из трех металлов (1, 2, 3), то контактная разность будет равна:

$$\begin{aligned} U = U_{21} \rightarrow U_{32} &= \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} + \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_2} + \frac{A_2 - A_1}{e} \\ &= \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{n_3}{n_2} \right) + \frac{A_1 - A_2 + A_2 - A_1}{e} \\ &= \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_1} + \frac{A_1 - A_3}{e} = U_{31}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

т. е. не зависит от природы «промежуточного» металла 2.

Квантовая теория металлов, основные положения которой были изложены выше, вносит коррекцию в количественные соотношения для контактной разности потенциалов, хотя ее физическая природа остается прежней. Различие концентраций электронов в металлах означает различие их «химических потенциалов», зависящих также и от температуры контакта (понятие химического потенциала было введено в т. I, гл. 10). При абсолютном нуле внутренняя контактная разность потенциалов определяется разностью уровней Ферми, положение которых зависит от концентрации свободных электронов (см. выше). В результате указанного выше процесса «тепловой диффузии» электронов через границу раздела металлов их уровни Ферми уравниваются, а на границе возникает «скачок потенциала». При этом формула получается отличной от (3.18), однако качественные выводы и количественная оценка по порядку величины сохраняет свою силу. Поскольку работа выхода электрона из металла отсчитывается от уровня Ферми, то измеренная между свободными поверхностями металлов разность потенциалов будет точно равна «внешней» контактной разности потенциалов, для которой сохраняется выражение (3.19).

Специфическими особенностями обладают явления на границе полупроводников, в которых, в отличие от металлов, существуют 2 типа свободных носителей заряда – электроны и «дырки»; эти явления будут рассмотрены в гл. 9.

Рассмотрим теперь замкнутую цепь, составленную из двух разнородных металлов 1 и 2, приведенных в тесный контакт в двух местах – «спаях» (рис. 3.12). В такой цепи внешняя контактная разность потенциалов возникнуть не может, а в спаях  $a$  и  $b$  существуют

«внутренние» контактные разности потенциалов  $U_{ia}$  и  $U_{ib}$ . Если температуры спаев  $T_a$  и  $T_b$  одинаковы, то  $U_{ia} = U_{ib}$  согласно формуле (3.18) и квантовой теории. Если же температуры спаев различны, то  $U_{ia} \neq U_{ib}$ ; например, при  $T_a > T_b$   $U_{ia} > U_{ib}$ , и возникает «результатирующая» разность потенциалов  $\varepsilon = U_{ia} - U_{ib}$ , под действием которой

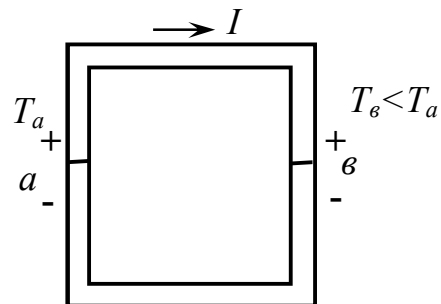


Рисунок 3.12

электроны начнут перемещаться по замкнутой цепи, создавая ток, направление которого показано на рисунке 3.12. Согласно изложенному в гл. 2, возникновение постоянного тока в цепи означает появление в ней источника «сторонних» сил не электростатической природы. В данном случае имеет место преобразование тепловой энергии внешнего нагревателя, создающего разность температур спаев, в энергию электрического тока. Поэтому величину  $\varepsilon$  можно трактовать как электродвижущую силу тепловой («термической») природы – «термо ЭДС». Возникновение ЭДС в замкнутой цепи из двух разнородных металлов при различных температурах спаев называется «термоэлектричеством» или «эффектом Зеебека», а возникающий в этой цепи ток – термоэлектрическим.

Согласно формуле (3.18) термоэлектродвижущая сила должна быть пропорциональной разности температур спаев  $T_a - T_b$ :

$$\varepsilon = U_{ia} - U_{ib} = \frac{k}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} (T_a - T_b), \quad (3.21)$$

или

$$\varepsilon = \alpha (T_a - T_b), \quad (3.22)$$

где  $\alpha$  – коэффициент, зависящий от природы металлов. Однако, как было указано выше, в более точной квантовой теории формула (3.18) теряет силу, и пропорциональность между  $\varepsilon$  и  $(T_a - T_b)$  нарушается в соответствии с результатами точных измерений. Однако, для многих металлов при не слишком больших разностях температур спаев формула (3.22) справедлива с высокой степенью точности. Значения коэффициента  $\alpha$  сведены в специальные таблицы и известны для многих пар металлов. Например, для пары  $Fe - Pt$   $\alpha = 16$  мкВ/К,  $Cu - Pt$   $\alpha = 7,4$  мкВ/К,  $Ni - Pt$   $\alpha = -16,4$  мкВ/К и т. д. При практическом использовании этих таблиц следует иметь в виду, что значение величины  $\alpha$  для различных металлов относительно какого-либо одного металла

(например, платины) позволяет рассчитывать  $\alpha$  и для пар любых других металлов. Например, если для пары  $Fe - Pt$   $\alpha = 16$ , а для пары константан-платина  $\alpha = -34,4$  (мкВ/К), то для пары железо-константан имеем:  $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 = 16 - (-34,4) = 50,4$  мкВ/К. Знак величины  $\alpha$  означает, что в более горячем спае ток течет от металла с меньшим к металлу с большим алгебраическим значением  $\alpha$ . Например, в горячем спае железо-константан ток направлен от константана к железу. Заметим, что для полупроводников значения термо-ЭДС значительно больше, чем у металлов, они достигают мВ/К, что широко используется в технике (см. ниже).

При наличии заметных отступлений от «линейной» формулы (3.22) для характеристики термоэлектрических свойств данной пары металлов используют величину «дифференциальной» термоэлектродвижущей силы.

$$\alpha_0 = \frac{d\varepsilon}{dT}. \quad (3.23)$$

Эта величина зависит не только от свойств металлов, но и от разности температур спаев. Были предложены различные полуэмпирические формулы для более точного количественного описания зависимости от температур спаев, основанные на записи формулы для  $\varepsilon$  в общем виде

$$\varepsilon = \varphi(t_a) - \varphi(t_b), \quad (3.24)$$

где  $\varphi(t_a)$  и  $\varphi(t_b)$  – функции температур спаев, обычно выраженные в °С, формула (3.22) соответствует случаю  $\varphi(t) = \varphi_0 + \alpha t$ . При аппроксимации  $\varphi(t) = \varphi_0 + \alpha t + \beta t^2$  выражение для  $\varepsilon$  принимает вид («формула Авенариуса»):

$$\varepsilon = \alpha(t_1 - t_2) \left[ 1 + \frac{\beta}{\alpha}(t_1 + t_2) \right]. \quad (3.25)$$

Согласно этой формуле, величина  $\varepsilon$  равна нулю не только в тривиальном случае  $t_1 = t_2$ , но также и при  $t_1 + t_2 = -\alpha/\beta$ ; величину  $t_i = 1/2(t_1 - t_2)$  называют «температурой нейтральной точки». При повышении  $t_1$  при  $t_2 = \text{const}$  величина  $\varepsilon$  возрастает, достигая максимума при  $t = t_i$ , а затем уменьшается и переходит через ноль, изменяя знак, при температуре  $t_1 = 2t_i - t_2$ , которая называется «точкой инверсии».

Явление термоэлектричества широко применяется в технике и научных исследованиях для точного измерения температуры. Для этой цели служат термоэлементы – «термопары». Упрощенная схема устройства и включения термопары показана на рисунке 3.13. Две проволоки из

различных металлов 1 и 2 соединены сваркой или пайкой в точках  $a$  и  $b$ ; один из спаев –  $a$  – является «измерительным» и приводится в тесный контакт (приклеивается или припаивается) с телом, температура которого  $T_a$  подлежит измерению. Второй спай –  $b$  – является «калибровочным» и поддерживается

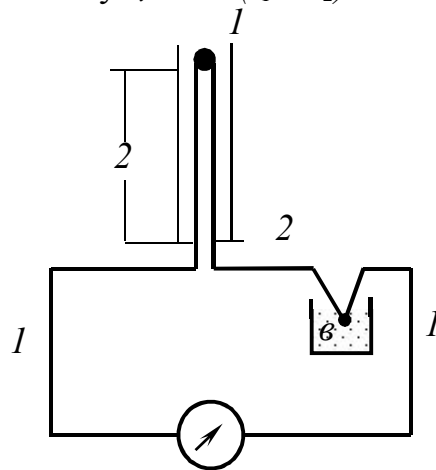


Рисунок 3.13

при постоянной температуре  $T_b$  с помощью термостата; эта температура служит «началом отсчета» при измерении  $T_a$ . При отсутствии термостата заводского изготовления на практике можно использовать просто сосуд с тающим льдом

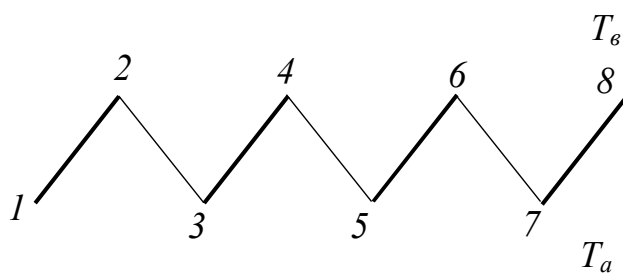


Рисунок 3.14

0 °С. В зависимости от целей и условий измерения используются термопары различной длины  $l$  – иногда более метра; при этом они заключаются в оболочку (например, набранную из фарфоровых колец) для защиты от химических и механических воздействий. В каком-то месте

цепи делается «разрыв», в который включается измерительный прибор, например, милливольтметр. Сила тока в цепи определяется выражением:

$$I = \frac{\varepsilon}{R_T + R_n + R_B}, \quad (3.26)$$

где  $\varepsilon$  – термо-ЭДС,  $R_T$ ,  $R_n$ ,  $R_B$  – сопротивления самой термопары, соединительных проводов и измерительного прибора, соответственно.

Как и любые другие источники тока, термопары могут быть соединены последовательно с целью увеличения общей ЭДС в «термобатарее» (см. гл. 4); при этом все четные спаи поддерживаются, например, при «опорной» температуре, а все нечетные спаи – при измеряемой температуре  $T_a$  (рис. 3.14). Такое соединение имеет место, например, в миниатюрных термобатареях – термостолбиках, используемых для изменения слабого светового (особенно ИК) излучения. В термостолбике соединены тонкие полоски железа и константана таким образом, что все нечетные спаи находятся на опорной рамке прибора, а все четные спаи – в середине рамки; излучение попадает через окно только на четные спаи. Существуют и другие, весьма разнообразные виды конструктивного исполнения термобатарей.

Рассмотрим другие термоэлектрические явления, обусловленные наличием контактной разности потенциалов. Явление Пельтье является «обратным» по отношению к описанному выше термоэлектрическому эффекту. Рассмотрим схему, несколько отличающуюся от показанной на рисунке 3.15: в замкнутой цепи, составленной из двух разнородных проводников, сделан разрыв и в него включен источник тока, как показано на рисунке 3.15. Изменив температуру спаев  $a$  и  $b$ , можно установить, что в одном из спаев выделяется дополнительное количество теплоты  $Q_i$  по сравнению с рассчитанным по закону Джоуля–Ленца  $Q = I^2 R t$ ; в другом спае поглощается то же количество теплоты, так что спай оказывается «холоднее» первого спаи. Если изменить направление тока в цепи на противоположное, то «горячий» и «холодный» спаи меняются местами. Это явление называется «эффектом Пельтье». Количество выделяемой в одном и поглощаемой в другом спае теплоты называется «теплом

Пельтье»; величина  $Q_n$  пропорциональна силе тока, времени его протекания в цепи, т. е. полному заряду, прошедшему через спай:

$$Q_n = \Pi It \quad (3.27)$$

(величина считается положительной, если тепло в спае выделяется). Коэффициент Пельтье  $\Pi$  зависит от рода контактирующих металлов и температуры; в системе СИ он выражается в Дж/Кл, т. е. в вольтах. Для

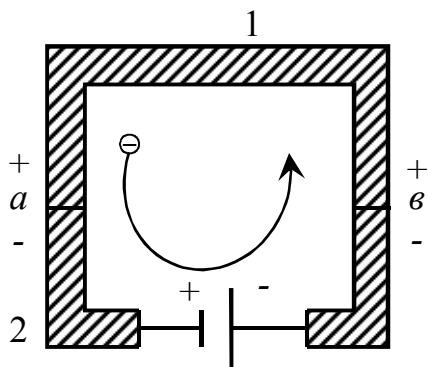


Рисунок 3.15

большинства исследованных пар металлов величина  $\Pi$  составляет  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  В; для полупроводников эта величина может достигать значительно больших значений – до 0,3 В. Обычно величина  $Q_n$  мала по сравнению с теплом Джоуля-Ленца, поэтому для исследования эффекта используются массивные проводники с малым сопротивлением.

Согласно классической электронной теории, эффект Пельтье объясняется существованием внутренней контактной

разности потенциалов на границе разнородных металлов.

Например, в цепи, показанной на рисунке 3.15, электрон, проходя по замкнутому пути, замедляется контактной разностью потенциалов  $U_i$  в спае  $a$  и ускоряется в спае  $b$ . При этом должна совершаться работа  $U_i It$ , которая в спае  $a$  идет на увеличение внутренней энергии металла, т. е. нагрев. В спае  $b$  работа  $U_i It$ , напротив, совершается за счет внутренней энергии спая, и не имеет место его охлаждения. Таким образом, в рамках классической электронной теории коэффициент Пельтье должен совпадать по величине с внутренней контактной разностью потенциалов. При таком объяснении предполагается, что средняя кинетическая энергия электронов зависит только от температуры и одинакова для обоих контактирующих металлов. В квантовой теории разнородные металлы отличаются положением «уровня Ферми», и средние кинетические энергии электронов в них различны. Поэтому переход электрона из одного металла в другой должен сопровождаться выделением или поглощением тепла, независимо от существования внутренней контактной разности потенциалов.

Еще одно термоэлектрическое явление – «эффект Томсона» – по своей природе близко к рассмотренным выше, хотя непосредственно не связано с наличием контактов в цепи.

Оно заключается в том, что в неравномерно нагретом однородном проводнике имеет место дополнительное (по отношению к теплу Джоуля-Ленца) выделение или поглощение тепла. Пусть участки цепи,

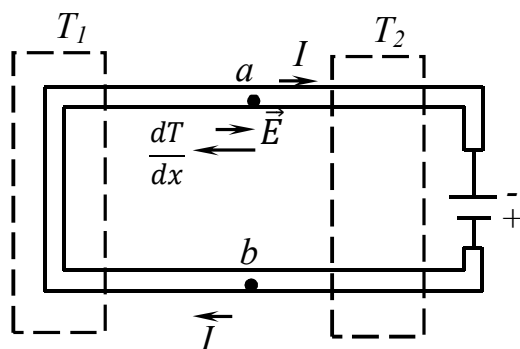


Рисунок 3.16

показанные пунктиром на рисунке 3.16, поддерживаются при различных температурах  $T_1 > T_2$ . Тогда в проводнике возникает градиент температуры  $\frac{dT}{dx}$ . В результате диффузии свободных электронов в проводнике, скорость которой возрастает с повышением температуры, концентрация электронов в области  $T_1$  понизится, а в области  $T_2$  – повысится. Поэтому в проводнике возникнет добавочное электрическое поле  $\vec{E}$ , оказывающее влияние на прохождение тока в цепи. На участке цепи *a* поля  $\vec{E}$  ускорится движение электронов, и их избыточная энергия переходит во внутреннюю энергию проводника, что приводит к нагреванию участка цепи. На участке *b* поле замедляется движение электронов, и они «отбирают» часть внутренней энергии проводника, что ведет к охлаждению участка цепи. Такой эффект Томсона называется «отрицательным» и наблюдается для типичных «электронных» проводников. В полупроводниках может иметь место как «отрицательный» так и «положительный» эффект Томсона, при котором ток, текущий в направлении градиента температуры, вызывает нагревание участка цепи. При изменении направления тока участки выделения и поглощения тепла меняются местами.

Величина эффекта выражается количеством теплоты, выделяющимся в единице объема проводника в единицу времени, и называется удельной тепловой мощностью  $W = \frac{Q_1}{Vt}$ . Опыт и теоретический расчет показывают, что величина  $W$  пропорциональна градиенту температуры и плотности тока в проводнике  $j$ :

$$W = \sigma j \frac{dT}{dx}. \quad (3.28)$$

Эта формула выражает «закон Томсона в дифференциальной форме». «Интегральная» форма закона получается для малого участка проводника, разность температур на концах которого  $\Delta T \ll T$ . Тогда  $\frac{dT}{dx} \Delta x = \Delta T$  и  $V = S \Delta x$ ,  $IjS = I$ , зависимость  $\sigma_T$  – «коэффициента Томсона» – от температуры при этом можно не учитывать. Тогда вместо (3.28) можно написать:

$$Q_T = W V t = \sigma_T \Delta T I t. \quad (3.29)$$

Величина коэффициента Томсона обычно мала и имеет порядок  $10^{-5}$  В/К.

Между тремя рассмотренными термоэлектрическими явлениями существует количественное соотношение, которое можно установить на основе применения 1-го начала термодинамики. Пусть в замкнутой цепи из двух разнородных проводников (рис. 3.16) (с температурами спаев  $T_n$  и  $T + \Delta T$ ) в результате возникновения термоэлектродвижущей силы за некоторое время  $t$  прошел положительный заряд в таком направлении, что в более нагретом спае он двигался из проводника 2 в проводник 1. Тогда, в этом спае поглощается тепло Пельтье  $\Pi(T + \Delta T)q$ , где значение  $\Pi$  взято при температуре  $T + \Delta T$ ; в более холодном спае заряд двигался от проводника 1 к проводнику 2, и здесь выделяется тепло Пельтье  $\Pi(T)q$ . В результате эффекта Томсона в проводнике 2, заряд в котором двигался от менее нагретого к более нагретому концу, выделится тепло  $\sigma_{T2} \Delta T q$ , а в проводнике 1, напротив, поглотится количество

тепла  $\sigma_{T_1} \Delta T q$ . Общее количество теплоты, поглощенное в цепи, равно  $\Delta Q = P(T + \Delta T)q - P(T)q + (\sigma_{T_1} - \sigma_{T_2})\Delta T q$ . При  $\Delta T \ll T$  можно написать:  $P(T + \Delta T) - P(T) = \frac{dP}{dT} \Delta T$ , тогда  $\Delta Q = \frac{dP}{dT} \Delta T q + (\sigma_{T_1} - \sigma_{T_2})\Delta T q$ . Это тепло отбирается у источника тепла, нагревающего спай, и, в конечном счете, идет на совершение работы термо-ЭДС в цепи, равной  $\Delta \varepsilon q$ . Теперь, согласно I началу термодинамики, можно написать уравнение  $\Delta \varepsilon q = \frac{dP}{dT} \Delta T q + (\sigma_{T_1} - \sigma_{T_2})\Delta T q$ . Переходя к пределу  $\Delta T \rightarrow 0$ , получим формулу Томсона:

$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{dP}{dT} + (\sigma_1 - \sigma_2). \quad (3.30)$$

По этой формуле можно вычислить один из «термоэлектрических параметров», зная два других на основании экспериментальных данных (например, коэффициент Томсона  $\sigma$  по измеренным значениям  $\alpha$  и  $P(T)$ ).

Термоэлектрические явления нашли широкое практическое применение в так называемых «термоэлементах» различных типов, служащих для преобразования тепловой энергии в электрическую, а также для создания охлаждающего эффекта. В термоэлементах первого из этих классов используется явление Зеебека – возникновение термо-ЭДС  $\varepsilon$  в замкнутой цепи из разнородных проводников (или полупроводников) при наличии в ней градиента температуры. При включении в такую цепь внешней нагрузки в ней возникает ток с силой  $I = \varepsilon / (R + r)$ , где  $r$  – сопротивление термоэлемента,  $R$  – сопротивление нагрузки. На нагрузке выделяется электрическая мощность, которая, согласно закону Джоуля – Ленца, равна  $W = \varepsilon^2 R / (R + r)^2$ . Эти эффекты можно использовать в различных целях. Возникновение тока применяется для измерения разности температур: тогда термоэлемент представляет собой «термопару» – «датчик температуры» (см. ниже). Если же используется выделение мощности в нагрузке, то термоэлемент является «преобразователем мощности» (тепловой в электрическую). КПД преобразователя определяется как  $\eta = \frac{W}{Q} 100(\%)$ , где  $Q$  – количество теплоты, поглощенное термоэлементом в единицу времени. Если предположить, что коэффициент теплопроводности  $\kappa$  и электропроводности  $\sigma$  материалов и дифференциальная термо-ЭДС элемента  $\alpha$  не зависит от температуры, то для  $\eta$  получается формула вида:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \frac{\sqrt{1 + 1/2z(T_1 - T_2)} - 1}{\sqrt{1 + 1/2z(T_1 - T_2)} + \frac{T_2}{T_1}}, \quad (3.31)$$

где  $z = \alpha^2 \sigma / \kappa$  – так называемая «эффективность» вещества термоэлемента,  $T_1$  и  $T_2$  – температуры горячего и холодного спаев, соответственно; первый множитель выражает КПД идеальной тепловой машины Карно, а второй множитель, который всегда меньше единицы, – необратимые потери в цепи преобразования. С увеличением  $(T_1 - T_2)$  КПД  $\eta$  вначале возрастает, (в соответствии с (3.31)), однако затем может уменьшиться из-за электрического и теплового рассогласования горячих и холодных участков цепи, поскольку

формула (3.31) не учитывает зависимость указанных выше параметров от температуры. С целью улучшения этого согласования применяются каскадные термоэлементы, в которых отдельные каскады рассчитаны на различные интервалы температур, где применяются разные материалы, обеспечивающие максимальные значения  $z$ . Например, в двухкаскадных термоэлементах достигается КПД  $\eta = 8 \%$  при  $T_1 = 640 \text{ К}$ ,  $T_2 = 300 \text{ К}$ . Применение многокаскадных термоэлементов позволяет получить КПД до 15 % и выше; в качестве материалов для них обычно используют сплавы германий-кремний и различные твердые растворы (теллуриды и селениды свинца и висмута). Для увеличения рабочей мощности термоэлементы соединяются в термобатареи, которые в совокупности со вспомогательными устройствами образуют термоэлектрический генератор – ТЭГ. Достоинства этих источников тока и области их применения указаны выше в гл. 2.

Термоэлементы, используемые для измерения температуры – термопары – и применяются во многих автоматизированных системах управления и контроля в технологических процессах, связанных с использованием методов термической обработки материалов, в научных исследованиях и т. д. К числу их многочисленных преимуществ перед обычными (жидкостными или ртутными) термометрами относятся: возможность измерения очень низких (близких к 0 К) и очень высоких (свыше 2000 К) температур, большая механическая прочность и вибростойкость, удобство снятия показаний, поддаются автоматизации, т. д. Для перекрытия очень широкого температурного диапазона измерений используются различные пары металлов: золото-медь или золото-хромель (золото обычно легируется железом) – 4–270 К, медь-константан – 70–800 К, хромель-копель – 220–900 К, хромель-алюмель – 220–1400 К, платина-родий-платина – 250–1900 К, вольфрам-рений – 300–2800 К. Обычно ЭДС металлических термопар лежит в пределах 5–600 мВ, при точности до нескольких К (в специальных типах термопар достигается точность 0,01 К). Применение полупроводниковых термопар позволяет повысить ЭДС термопар более чем на порядок, однако ввиду существенной нестабильности их показаний область их применения не очень широка. В технике и научных исследованиях применяются разнообразные конструктивные исполнения термопар, в зависимости от специфических требований, предъявляемых к ним в конкретных областях применения. В частности, имеются конструкции термопар со специальной взрывобезопасной или влагонепроницаемой (герметичной) оболочкой, ударопрочные и вибростойкие исполнения и др. Как уже упоминалось выше, для увеличения общей ЭДС термопары объединяются в батареи – «гребенки», которые могут погружаться в объем материала (жидкости) или прикрепляться к поверхности с измеряемой температурой. Во многих случаях спай термопары удобно приклеивать к твердой поверхности «сплавом Вуда» – 50 %  $Bi$ , 25 %  $Pb$ , 12,5 %  $Sn$ , 12,5 %  $Cd$ , температура плавления которого – около 68 °С. Он обладает весьма высокой «податливостью» к изменению формы и



легко размягчается (например, горячей водой); поэтому в лабораторной практике для временного закрепления термопары применение этого сплава весьма целесообразно.

Термоэлементы второго из указанных выше классов применяются для целей охлаждения и подогрева; в основе их действия лежит описанный выше эффект Пельтье. По существу цепь из разнородных проводников (или полупроводников), в участках которой выделяется или поглощается тепло при пропускании электрического тока, является холодным агрегатом или тепловым насосом (см. гл. 10, т. I), в котором в качестве «рабочего тела» используется «газ» свободных электронов в проводнике. Максимальная разность температур, достигаемая таким «холодильником», выражается через эффективность вещества согласно формуле:

$$\Delta T_m = \frac{1}{2} z T_2^2 \quad (3.32)$$

(здесь и далее смысл обозначений тот же, что и в формуле (3.31)). Холодильный коэффициент (отношение количества отводимого от охлаждаемого тела тепла к затраченной работе источника электрического тока), характеризующий экономичность термоэлектрического холодильника, определяется выражением:

$$k = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \frac{\sqrt{1 + 1/2 z (T_1 + T_2)} - \frac{T_1}{T_2}}{\sqrt{1 + 1/2 z (T_1 + T_2)} + 1}. \quad (3.33)$$

Увеличение  $k$  при заданном  $\Delta T_m$  достигается повышением «эффективности» рабочего вещества  $z$ . Наиболее рациональному режиму работы устройства соответствует оптимальный ток, зависящий от  $T_1 - T_2$ , при  $T_1 - T_2 = \Delta T_m$  оптимальный ток достигает силы  $I_0 = [(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma T \frac{S}{l}]$  ( $S$  и  $l$  – площадь поперечного сечения и длина ветвей термоэлемента, соответственно); при  $I > I_0$  разность  $T_1 - T_2$  начинает уменьшаться, и режим работы ухудшается.

Для повышения холодопроизводительности термоэлементы объединяют в батареи; с целью увеличения разности температур применяют также многокаскадные системы (обычно 2–3 каскада).

Для однокаскадных термоэлементов величина  $\Delta T_{max}$  достигает 65 К при температуре горячего спая 300 К, а холодильный коэффициент – 30–35 %. Эти высокие показатели, а также другие преимущества по сравнению с «традиционными» холодильными агрегатами (отсутствие механически подвижных частей, бесшумность в работе, безоперационность и др.) являются весьма существенными для техники. При «обращении» рабочего цикла холодильника превращается в «тепловой насос» и может использоваться для целей обогрева и отопления (см. гл. 10, т. I). Термоэлектрические приборы находят все более широкое применение в технике кондиционирования воздуха, для целей обогрева в лабораторных и технических отопительных и термостатирующих устройствах, в медицине, электротехнике, радиотехнике и в

быту. Дальнейшее повышение экономичности термоэлектрических генераторов и холодильников приведет к дополнительному расширению области их практического применения.

### 3.5 Сопротивление контактов

Ряд специфических явлений на границе раздела (контакта) двух проводников наблюдается и при одинаковой химической природе материалов проводников. К таким явлениям относятся наличие переходного сопротивления, выделение Джоулева тепла, эрозия (постепенное разрушение) контактирующих поверхностей и др. Значение механизмов этих явлений весьма важно при разработке коммутационной аппаратуры, которая используется практически во всех областях техники, науки и в быту (основные типы коммутационных аппаратов будут рассмотрены ниже, в гл. 5).

Электрический контакт представляет собой соприкосновение поверхностей двух одинаковых или разнородных проводников. Фактическая геометрия границы раздела является весьма сложной, поскольку даже при «идеальной» механической обработке на поверхности металла всегда имеются «макронеровности» (выступы и впадины) и «микронеровности», обусловленные дефектами кристаллической структуры (например, места выхода (дислокаций) – «ступеньки»). Кроме того, на границах металлов, обладающих значительной химической активностью (кроме немногих «благородных» металлов типа серебра и золота), практически всегда имеются пленки окислов, сульфатов и других соединений, которые распределяются на поверхности неравномерно из-за наличия указанных выше «геометрических» неоднородностей.

Электрические свойства этих пленок весьма разнообразны – они могут быть проводниками, изоляторами и полупроводниками, в зависимости от химической природы, толщины, «рыхлости», температуры поверхности и т. д. Темы образования окислов на поверхности металлов зависят от рода металла и состояния окружающей среды («производственной атмосферы»). Так, на поверхности алюминия на воздухе образуется окисленная пленка с низкой электропроводностью за доли секунды: в то время как поверхности родия, платины и золота, а также платиновых сплавов обычно практически не окисляются за продолжительное время; на меди скорость образования окислой пленки значительна, и пленки могут достигать большой толщины. При повышении температуры или под воздействием механических усилий окислые пленки часто разрушаются, например, такая пленка на серебре разрушается уже примерно при 200 °С, а сублимация пленки на вольфраме, толщина которой в обычных условиях достигает  $10^{-2}$  мкм, происходит при 800–900 °С.

Кроме химических соединений, на поверхности твердого тела, подверженной воздействию окружающей среды, всегда существуют адсорбционные слои, образованные захваченными поверхностью атомами и

молекулами из газового окружения. Ввиду малой толщины адсорбционные слои могут оказывать незначительное влияние на электрическое сопротивление контактов благодаря туннельному эффекту (см. ниже), однако существенно влияют на эмиссионные свойства поверхности, изменяя работу выхода электрона из металла. На поверхности металлов в реальных условиях всегда имеются загрязнения в виде частиц аэрозолей, дисперсированных в атмосфере, и других примесей.

Ввиду сложного «геометрического» и «химического» состояния поверхностей, фактическая площадь контакта проводников всегда отличается от «кажущейся» (например, вычисленной по формуле  $S = \pi r^2$ , где  $r$  – радиус проводника). Осуществление «физического» контакта двух тел, при котором они сближаются настолько, что проявляется непосредственное взаимодействие между атомами (молекулами), сравнимое по величине с их взаимодействием внутри самого тела, затрудняется неоднородностями поверхностей, из-за которых они могут сблизиться на указанное расстояние лишь в немногих точках («пятен контакта»). При наличии сжимающего контактирующие тела внешнего усилия неровности поверхности деформируются или разрушаются, поэтому площадь «физического» контакта  $A$  возрастает с ростом сжимающего усилия  $N$  («контактного нажатия»). Характер этой зависимости сложен и не поддается точному теоретическому описанию. Многие теоретические модели дают степенную зависимость вида  $A \approx N^k$ , где показатель степени получается равным 10/11, 2/9, 2/3 и т. д. в зависимости от принятого допущения о форме неровностей. При наличии на поверхности частиц примесей и окислых пленок расчет фактической площади контакта еще больше усложняется, поэтому широко используются экспериментальные методы. К ним относятся радиоактивная, люминесцентная и оптико-микроскопическая «визуализация» отпечатков, возникающих в местах фактического касания контактирующих поверхностей, изучение отражения и рассеяния света в местах контакта, измерение переходного электрического сопротивления (см. ниже). Все эти методы также дают приближенную информацию о фактической площади контакта твердых тел.

Изложенные выше представления о природе контакта твердых тел приводят к выводу, что наличие тесного сближения поверхностей еще не обеспечивает электрический контакт, поскольку эти поверхности могут быть покрыты изолирующими пленками. С другой стороны, прохождение тока возможно и при отсутствии «физического» контакта тел. В п. 3.2, уже упоминалось о «туннельном» контакте, образованном двумя проводниками с диэлектрической пленкой между ними.

Прохождение тока через такой контакт обусловлено квантовомеханическим эффектом «просачивания» электронов через «потенциальный барьер», образованный диэлектриком в контакте. Это «просачивание» называется «туннельным эффектом» и не имеет аналога в «классической» физике, в которой движение электронов описывается законами механики Ньютона (см. п. 3.1). Прохождение электрона сквозь

«потенциальный» барьер является случайным процессом, вероятность которого зависит от толщины зазора между поверхностями контактирующих проводников, контактной разности потенциалов между ними и напряжения на контакте. Таким образом, сопротивление «туннельного» контакта между проводниками (с толщиной  $10^{-9}$  м и менее) электрическому току не является бесконечно большим, а имеет определенную величину («туннельное сопротивление»), которое резко возрастает с увеличением толщины зазора между электродами. При большой толщине зазора ток может возникнуть лишь в результате электрического пробоя диэлектрика в контакте. Процесс пробоя изолирующей техники, сопровождающийся образованием очагов плавления на электродах и переключения жидким металлом поверхности электродов с последующим его затвердеванием и возникновением электрического контакта, называют «фриттингом». При этом в некоторых местах контакта частично сохраняется изолирующая пленка, не поврежденная в процессе пробоя. Полное сопротивление контакта или «переходное сопротивление» определяется суммированием всех вкладов от туннельного эффекта, образования проводящих мостиков и так называемого «сопротивления стягивания» (см. ниже):

$$\frac{1}{R_{\text{пер}}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_{Ti} + 2R_{cT} + R_{mi}}. \quad (3.34)$$

Сопротивление стягивания в контакте определяется из условия равенства потока электрической мощности через контакт и тепловой мощности, выделяемой в контакте:

$$\int_s (\vec{E} \times \vec{H}) ds = I^2 R \quad (3.35)$$

(выражения для плотности потока электрической энергии (см. ниже, гл. 8)).

В месте контакта возникает определенная картина электрических и магнитных силовых линий, которая может быть рассчитана на основе общих уравнений электродинамики. В некоторых случаях формулы для определения сопротивления стягивания сравнительно простые.

Одним из простейших частных случаев является круговой контакт двух проводников, когда ток протекает через площадку в форме круга радиуса  $a$ ; в этом случае получается следующая формула для сопротивления стягивания:

$$R_{cT} = \frac{8}{3\pi^2 \sigma a} \quad (3.36)$$

(удельная проводимость проводника). Более близким к реальности является представление о «многоточечном» контакте, образованном совокупностью кружков радиуса  $a_n$ , расположенных в плоскости «геометрического» контакта. Если предположить, что плотность тока, протекающего через каждый из этих «элементарных» контактов, распределена по нормальному закону, то после соответствующих расчетов на основе законов электродинамики, изложенных в

специальной литературе, получается весьма громоздкая формула, которая может быть упрощена лишь в некоторых частных случаях. Например, при «редком» расположении «контактных пятен», когда расстояние между кружками  $r_{nS}$  значительно превышает радиусы соседних кружков  $a_n$  и  $a_S$ , для сопротивления стягивания имеем:

$$R_{cT} = \frac{1}{4\pi\sigma I^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum \frac{I_n^2}{a_n}, \quad (3.37)$$

где  $I_n$  – полный ток через проводящую площадку с номером  $n$ ,  $I$  – ток через контакт. Если же положить радиусы всех кружков одинаковыми ( $a_n = a_o$ ,  $I_n = I_0$ ), то вместо (3.37) получим ( $N$  – число кружков):

$$R_c = \frac{1}{4\pi\sigma N a_o^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}}. \quad (3.38)$$

Для определения сопротивления стягивания контакта переменному току применяются более общие методы, изложенные в специальной литературе. В частности, сопротивление стягивания для контактирующих проводников в виде цилиндров с радиусами  $a < b$ , разделенных бесконечно тонкой непроводящей пленкой, определяется комплексным выражением довольно сложного вида, которое может быть упрощено в предельных случаях слабого и сильного скин-эффекта. В случае слабого скин-эффекта в практически важном случае  $a \ll b$  имеем:

$$R_c = \frac{2}{\pi\sigma a} \left( \frac{8}{3\pi} - \frac{1}{2} \frac{a}{b} \right). \quad (3.39)$$

При сильном скин-эффекте активное сопротивление стягивания равно:

$$R_c = \frac{2}{\pi\sigma\delta} \ln \frac{b}{a}, \quad (3.40)$$

где  $\delta$  – глубина скин-слоя,  $(\delta = \left(\frac{2}{\mu\mu_0\sigma\omega}\right)^{\frac{1}{2}})$ ,  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость,  $\mu_0 = 12,57 \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная,  $\omega$  – частота тока). С увеличением частоты тока сопротивление возрастает, поскольку наличие скин-эффекта приводит к уменьшению эффективной области проводника, через которую протекает ток. При сильном скин-эффекте практически весь ток сосредоточен в объеме дискового слоя, прилегающего к плоскости раздела контактов.

В случае кольцевого контакта двух бесконечных проводников, соприкасающихся на кольцевой площадке радиусом  $r_1 \leq r \leq r_2$ , расчет сопротивления стягивания переменному току приводит к весьма громоздкому выражению, которое может быть упрощено в некоторых частных случаях. Так при  $r > r_1$  имеем:

$$R_c = \frac{1}{2\pi\sigma r_2} \exp(-kr) + \frac{k}{2\pi\sigma} \int_{z_2}^{\infty} \frac{dr}{r} - \frac{k}{2\pi\sigma} E_i(-kr_2), \quad (3.41)$$

где  $k^2 = \mu\mu_0\omega_i$ ,  $Ei(-kr_2) = \int_{r_2}^{\infty} \frac{\exp(-kr)}{r} d\tau$  – интегральная показательная функция, величина  $\int_{r_2}^{\infty} \frac{dr}{r}$  полагается равной  $\ln \frac{r_3}{r_2}$ , где  $r_3$  – большая величина, существенно превышающая  $r_2$ .

В другом предельном случае  $r \ll r_1$ , имеем  $R_c \approx 0$ . В практически важном частном случае постоянного тока ( $\omega = 0$ ) получается выражение:

$$R_c = \frac{2}{\pi\sigma(r_2^2 - r_1^2)^2} \left[ \frac{4}{3\pi} r_2^3 + \frac{4}{3\pi} r_1^3 - r_2^3 r_1 F\left(\frac{1}{2}; 2; \frac{r_1^2}{r_2^2}\right) \right], \quad (3.42)$$

где  $F$  – гипергеометрическая функция, таблицы которой содержатся в справочных математических пособиях. При  $r_1 = 0$ , т. е. при контактировании по круговой площадке радиуса  $r_2$ , получается формула с заменой  $a$  на  $r_2$ ). Если же толщина кольца стремится к нулю ( $r_1 \rightarrow r_2$ ), то из формулы (3.42) следует:

$$R_c = \frac{4}{3\pi^2\sigma a} \left( 1 + \frac{3}{8} \ln \frac{a}{3\Delta} \right), \quad (3.43)$$

где

$$a = \frac{1}{2}(r_1 + r_2), \Delta = r_2 - r_1. \quad (3.44)$$

При более точных расчетах сопротивления стягивания необходимо учитывать тепловые эффекты – выделение тепла в проводнике по закону Джоуля-Ленца и его нагревание, вследствие чего удельное сопротивление проводника возрастает по закону  $\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$ . Учет зависимости удельной проводимости  $\sigma = 1/\rho$  от температуры существенно затрудняет аналитическое решение уравнений электродинамики, которое теперь может быть получено лишь в немногих простейших случаях. Например, в случае втекания тока с силой  $I_0$  в полупространство через «полюсный» источник тока, в некоторой точке сопротивление стягивания, зависящее от температуры, определяется выражением:

$$R_c = \frac{1}{2\pi\sigma_0 q} \operatorname{tg} \left( \frac{16 q}{3\pi a} \right), \quad (3.45)$$

где  $a$  – радиус контактной площадки,  $\sigma_0 = 1/\rho_0$ , а  $q$  определяется формулой:

$$q = \frac{I_0}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{\sigma_0 a_T c \gamma}} \quad (3.46)$$

( $a_T$  – коэффициент температуропроводности проводника,  $c$  – удельная теплоемкость,  $\gamma$  – плотность проводника). При сравнительно слабых токах в контакте формула (3.45) дает

$$R_c = \frac{8}{3\pi^2\sigma_0 a} \left( 1 + \frac{64}{27\pi^4} \frac{\alpha I_0^2}{\sigma_0 a_T a^2 c \rho} \right). \quad (3.47)$$

В этом случае учет нагревания проводника дает лишь малую поправку к приведенной выше формуле (3.36). С ростом  $I_0$  аргумент в формуле (3.45) приближается к  $\pi/2$ , и любое незначительное изменение тока приводит к

резкому увеличению сопротивления стягивания  $R_c$ . Из этого условия определяется критическое значение тока стягивания:

$$I_c = \frac{3\pi^3 a}{16} \sqrt{\frac{\sigma_0 a_T}{\alpha}}. \quad (3.48)$$

При приближении к  $I_c$  выделение тепла в контакте резко возрастает, что может привести к плавлению контакта или даже к «тепловому взрыву». При более точных расчетах необходимо учитывать также теплоотвод из зоны стягивания тока путем теплопроводности, конвекции и излучения.

Все изложенное выше относилось к случаю замкнутого контакта, удерживаемого внешними силами в «сжатом» состоянии. Однако, в коммутационном аппарате контакты постоянно находятся в динамике: проводники сходятся и расходятся через определенный промежуток времени, включая и выключая ток в цепи. При этом возникают новые явления, прежде всего, возникновение другого разряда из-за высокой температуры контактирующих проводников (переходное сопротивление контакта может быть весьма значительным в момент его размыкания, что приводит к большому тепловому эффекту). Дуга может гореть в воздухе или в парах металла, испаряющегося в месте контакта (в «вакуумных» контакторах). Напомним, что именно путем разведения контактов В.В. Петров впервые зажег электрическую дугу. Во всех этих случаях тепловые и электрические эффекты вызывают интенсивное разрушение – эрозию контактирующих поверхностей (эти процессы будут коротко рассмотрены в гл. 5). Здесь же отметим лишь, что при размыкании контакта ток исчезает не сразу, и переходное сопротивление определяется еще одним фактором, не имеющим места для замкнутых контактов – сопротивлением плазмы газового разряда в контактной промежутке. Как будет видно из изложенного в гл. 5, даже приближенная оценка этого сопротивления представляет значительные трудности, не только математического, но и принципиального характера.

Из изложенного выше ясно, что при выборе материалов для изготовления контактных деталей электрических коммутационных и других аппаратов необходимо учитывать целый ряд факторов – электропроводность, чистоту поверхности и ее твердость, температуру плавления, устойчивость к испарению, механическую износостойкость и другие свойства. Требования к контактным материалам в отношении перечисленных физических характеристик зависят от назначения контактов. «Неподвижные» контакты предназначены для длительного соединения проводников, они бывают зажимными, бытовыми, винтовыми, цельнометаллическими и т. д. Для изготовления таких контактов применяются медь, алюминий и сплавы на их основе, сплавы цинка с алюминием, сталь и др., при этом основным требованием становится антикоррозионная устойчивость материала. Для повышения этой устойчивости используются металлические покрытия с использованием олова (лужение), серебра, цинка и др. Для периодического размыкания и замыкания цепей – коммутации (в реле, контакторах, пускателях,

выключателях и т. п. аппаратуре) – используются «разрывные» контакты. Для них на передний план выдвигаются требования антикоррозионной и антиэрозионной стойкости при воздействии агрессивных сред и электрической дуги, механической прочности, малой тенденции к свариванию («адгезии»), минимального переходного сопротивления, максимальной теплоэлектропроводности, большой теплоемкости и др. Разрывные контакты, в зависимости от пропускаемой ними силы тока, бывают слабонагруженными (слаботочными) и средненагруженными (они используются в телеграфной, телефонной и радиотехнике, измерительных приборах, бытовых приборах), а также высоконагруженными (сильточными), при пропускаемом токе силой несколько десятков кА; последние используются в высоковольтных выключателях, магнитных пускателях, контакторах и других аппаратах. Для сильноточных контактов используются, главным образом, сплавы на основе меди и серебра ( $Ag-Cd$ ,  $Ag-Cu$ ,  $Cu-Cd$ ) с небольшими присадками других элементов (в дуговых контактах высоковольтных выключателей иногда применяют латунь). Для слаботочных и средненагруженных контактов используются чистые металлы – платина, палладий, серебро, золото и сплавы на их основе, а также вольфрам, родий и рений и их сплавы ( $W$ ,  $Rh$ ,  $Re$  и др.). При повышенных требованиях в отношении термостойкости и истирания часто используют металлокерамические материалы типа  $W-Ag$ . Для биметаллических контактов используются серебро и его сплавы для получения рабочего слоя, нерабочий (несущий) слой изготавливается из никеля, железа, меди и др.

Во многих электрических машинах применяются «скользящие» контакты, соединяющие подвижную часть машины с неподвижной (например, щетки, снимающие ток с коллекторов или колец машины). Для них главными требованиями являются медленный износ, хорошая электропроводность, отсутствие искрения (сильное искрение вызывает испарение металла с поверхности контактов и резко ухудшает их качество и ускоряет износ). Такие контакты обычно изготавливают из материалов с большим содержанием углерода в виде угля или графита: углеграфитные, графитные, электрографитные и металлографитные. Наилучшими комммутирующими свойствами обладают твердые электрографитные щетки, в состав материала которых входит, главным образом, сажа и древесный уголь. В электрических машинах с невысокой плотностью тока (например, в бытовых приборах типа электробритв) можно применить металлосодержащие щетки (например, с добавкой меди). Это позволяет увеличить плотность тока в щетках и уменьшить переходное сопротивление, однако одновременно приводит к значительному усилению искрения, что создает новые проблемы, типа снижения уровня создаваемых электрических помех и т. п.

В современной вычислительной технике (в логических, суммирующих и кодирующих элементах), в технике связи (реле, коммутаторах и т. д.) широко применяются герметизированные контакты – «герконы». Они представляют собой переключатели с пружинными контактами из ферромагнитного



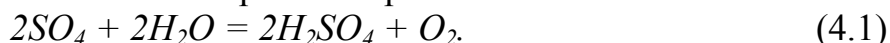
материала, которые соприкасаются под действием магнитного поля. Герконы могут работать на замыкание, размыкание и переключение. Пружинные контакты обычно изготавливаются из пермаллальной проволоки и располагаются на расстоянии десятков или сотен мкм, внутри которого создается вакуум или газовое наполнение (азот, аргон или водород) с определенным давлением. Под действием постоянного магнита (или электромагнита) концы пружин притягиваются друг к другу, происходит замыкание контакта. При уменьшении напряженности поля упругие силы возвращают пружины в исходное положение, контакт размыкается. Сопротивление контактов в замкнутом состоянии обычно не превышает 0,2 Ом, в разомкнутом – от  $10^9$  до  $10^{15}$  Ом. Пробивное напряжение обычно составляет до 500 В, а у вакуумных герконов достигает 5000 В. Техническими особенностями герконов являются большое количество коммутаций – до  $10^9$  при малом времени срабатывания – до 2 мс и отпускания – 0,7 мс, а также простота и надежность конструкций, работа в любом положении при температурах от 100 до 200 °С без необходимости регулировки и возможность автоматизированного производства. Эти особенности обуславливают существенные преимущества герконов, например, перед якорными электромагнитными реле и делают весьма перспективным видом контактов. Исследовательские разработки в области контактов и контактных материалов продолжаются в настоящее время в направлении улучшения их коммутационных способностей, повышения отключаемого тока, эрозионной стойкости и т. д., в частности, разработаны сплавы на основе меди и железа с добавками бора и других легирующих элементов.

## ГЛАВА 4 ТОК В ЭЛЕКТРОЛИТАХ

### 4.1 Основные законы электролиза

Помимо металлов, проводниками электрического тока являются также «электролиты» – вещества, в которых, в отличие от металлов, при прохождении тока протекают химические процессы (реакции окисления и восстановления), в результате которых происходит разложение вещества на составные части, выделяющиеся на токоподводящих электродах. К электродам относятся, в частности, твердые проводники, ионные кристаллы и твердые растворы, кроме того расплавленные соединения металлических и неметаллических веществ и т. д. Однако наиболее часто термином «электролит» обозначают хорошо проводящие водные растворы многих неорганических кислот, оснований («щелочей») и солей. Разложение электролита на составные части, вызываемое прохождением электрического тока, с последующим их выделением на электродах называется «электролизом». Электролиз представляет собой проявление «химического действия» тока, обнаруженного еще в начале XIX в. Разложение воды на кислород и водород под действием тока («гидролиз») было обнаружено, в частности, В. В. Петровым в 1802 г. С тех пор явление электролиза было детально изучено и стало основой множества технологических процессов; некоторые из них рассмотрены ниже.

Общая картина электролиза является весьма сложной. При прохождении тока через электролит возникают «первичные реакции», типичным примером которых является разложение медного купороса  $Cu_2SO_4$  в водном растворе на свободную медь ( $Cu$ ), которая выделяется на отрицательном электроде (катоде), что можно наблюдать визуально, и «солевой остаток» ( $SO_4$ ), который выделяется на положительно заряженном электроде (аноде). Однако выделение этого остатка фактически не наблюдается, поскольку он, находясь в контакте с водой (растворителем), вступает с ней во «вторичную» реакцию, протекание которой не связано с наличием тока через электролит:



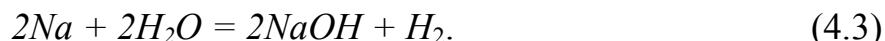
Образующаяся серная кислота растворяется в воде, а кислород выделяется вблизи анода в виде пузырьков, что легко наблюдать визуально. Аналогичным образом протекает электролиз водного раствора бромистого калия ( $KBr$ ): на аноде выделяется бром в виде бурого налета, а выделяющийся вблизи катода калий благодаря своей высокой химической активности тут же вступает в реакцию с растворителем (водой), что приводит к выделению пузырьков водорода согласно уравнению «вторичной» реакции:



Основание  $KOH$  переходит в раствор, создавая его «щелочную» реакцию.

Таким образом, явление электролиза во многих случаях осложняется тем, что вместо продуктов «первичной» реакции, вызванной протеканием электрического тока, у электродов наблюдается выделение продуктов «вторичной» реакции между «первичными» продуктами и веществом электрода

или растворителя, которое не зависит от наличия тока в электролите. Однако с помощью специальной постановки экспериментов удастся разделить «первичные» и «вторичные» продукты. Типичным примером является электролиз водного раствора хлористого натрия («поваренной соли»)  $NaCl$ . При разложении  $NaCl$  образуется металлический натрий и газообразный хлор, который выделяется в виде пузырьков у анода. Если катод изготовлен из пластины, практически не реагирующий с натрием, то он вступает в реакцию с водой согласно уравнению:



Основание  $NaOH$  («едкий натр») переходит в раствор, а водород – продукт вторичной реакции – выделяется в виде пузырьков у катода. Если же катодом служит ртуть, то освобождающийся натрий легко растворяется в ней, образуя жидкий сплав – «амальгаму», из которой он может быть выделен сравнительно просто химическими методами в качестве продукта первичной реакции.

Характерным примером твердого электролита является аморфное стекло, представляющее собой «переохлажденную жидкость» с большой вязкостью при комнатной температуре (см. гл. 8, т. 1), обладающую свойствами электролита благодаря наличию в ней «замороженных» положительных ионов ( $Na^+$ ). Из-за малой подвижности ионов стекло в обычных условиях является хорошим изолятором. Однако при повышении температуры до нескольких сотен градусов Цельсия стекло размягчается, его вязкость падает, и ионы приобретают подвижность, в результате чего стекло становится проводником электрического тока, что нетрудно наблюдать в эксперименте.

Закономерности первичных реакций при прохождении тока через электролит были изучены экспериментальным путем. На отрицательно заряженном электроде (катоде) всегда выделяется металл или водород, а на положительном электроде (аноде) – остаток химического соединения (кислоты, основания или соли); в объеме электролита (вдали от электродов) никакого выделения вещества не происходит. Масса  $m$  вещества, выделившегося на каком-либо из электродов, всегда строго пропорциональна количеству электричества, прошедшего через электролит; если электролиз проводился постоянным током силой  $I$ , то масса  $m$  пропорциональна силе тока и времени его прохождения через электролит:

$$m = kq = kIt. \quad (4.4)$$

Это положение называют первым законом электролиза (Фарадея). Коэффициент пропорциональности  $k$  зависит от природы выделившегося вещества и называется его электрохимическим эквивалентом. Обычный порядок этой величины для различных веществ – 0,1–1 мг/Кл.

Согласно второму закону электролиза (Фарадея) электрохимический эквивалент вещества пропорционален его атомному весу  $A$  и обратно пропорционален валентности  $z$ . Величина  $\frac{A}{z}$  называется «химическим эквивалентом» вещества; масса вещества в граммах, численно равная  $\frac{A}{z}$ ,

называется в химии «грамм-эквивалентом». Второй закон Фарадея для электролиза можно выразить в виде:

$$k = \frac{1}{F} \frac{A}{z}, \quad (4.5)$$

где величина  $F$  – «число Фарадея» для всех веществ и, согласно данным точных измерений, равна 96487 Кл/моль. Из формул (4.4) и (4.5) следует «объединенный» закон электролиза:

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{z} It = \frac{1}{F} \frac{A}{z} q. \quad (4.6)$$

Если  $m$  численно равно  $\frac{A}{z}$ , то  $q=F$ , это означает, что число Фарадея определяет заряд, который переносится одним грамм-эквивалентом атомов (ионов) вещества при электролизе. В случае одновалентного вещества при прохождении через электролит заряда, равного числу Фарадея  $F$ , выделяется один грамм-атом вещества, который, согласно закону Авогадро, содержит всегда одно и то же число атомов  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  («число Авогадро»). Разделив  $F$  на  $N_A$  получим:

$$\frac{F}{N_A} = e \frac{96487}{6,02} 10^{-23} \text{ Кл} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}. \quad (4.7)$$

Величина  $e$  представляет собой элементарный электрический заряд (заряд электрона или однократно ионизированного атома – однозарядного иона).

Таким образом, из закона электролиза непосредственно вытекает, что ток через электролит переносится ионами, образующимися при разложении электролита, которые могут иметь заряд  $e$ ,  $2e$ ,  $3e$ ,... и т. д., в зависимости от валентности ( $z = 1, 2, 3, \dots$ ). Молекулы растворенного вещества в электролите существуют в виде положительно и отрицательно заряженных «ионных остатков», например, молекула  $\text{CuSO}_4$  в виде ионов  $\text{Cu}^{++}$  и  $\text{SO}_4^{--}$ . Под действием электрического поля в электролите возникает направленное движение ионов к электродам: положительно заряженные ионы – «катионы» – двигаются к катоду, а отрицательно заряженные – «анионы» – к аноду. Достигнув катода, катион присоединяет один или несколько «свободных» электронов из металла катода, выделяясь в виде нейтрального атома вещества (или же выделяется молекула в результате объединения атомов, например,  $\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2$ ); аналогичным образом анион, отдавая аноду избыточные электроны, также превращается в нейтральный атом вещества. Металлы и водород всегда являются катионами, а «остатки» кислот, оснований и солей – анионами.

На основе этих представлений может быть понятна и количественная сторона законов электролиза. Масса иона практически не отличается от массы нейтрального атома, поскольку масса электрона примерно в 1840 раз меньше, чем самый легкий атом водорода. Поэтому масса выделившегося на электроде вещества  $m$  определяется числом ионов  $n$  с массой  $m_i$ , прошедших через электролит  $m = m_i \cdot n$ . С другой стороны, то же число  $n$  определяет и заряд, прошедший через электролит  $q = nq_i = nze$ . Отсюда следует, что  $\frac{m}{m_i} = \frac{q}{ze}$ , или:

$m = \frac{m_i}{ze}q$ . Подставляя  $e = \frac{F}{N_a}$  и учитывая, что  $m_i N$  численно равно атомному весу  $A$ , получим объединенный закон электролиза (4.6).

Распад растворенного вещества в электролите на ионы нельзя объяснить действием проходящего тока, поскольку для расщепления молекулы на составные части – ионы («диссоциации» молекул) – необходимо затратить определенную энергию на совершение работы против сил химической связи. В то же время точные измерения показали, что вся работа электрического тока, проходящего через электролит, полностью превращается в тепло в соответствии с законом Джоуля – Ленца. Отсюда следует, что ионы в электролите существуют независимо от наличия или отсутствия электрического тока. Этот вывод убедительно подтверждается так же измерениями осмотического давления в растворах (см. т. I, гл. 8). Величина этого давления для разбавленных растворов пропорциональна числу растворенных частиц, которое в растворах (например, сахара в воде) оказывается равным числу растворенных молекул вещества, а в растворах электролитов – больше числа растворенных молекул. Это означает, что в электролитах молекулы растворенного вещества всегда частично находятся в «диссоциированном» состоянии. В этом заключается основное положение «теории электрической диссоциации», на котором базируется современная физика и химия растворов электролитов (см. ниже).

Диссоциация молекул растворенного вещества объясняется влиянием растворителя на силу связи в молекуле. Например, при наличии ионной связи сила взаимодействия между ионами в молекуле, согласно закону Кулона, в диэлектрической среде ослабляется в несколько раз. Для воды относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  велика ( $\epsilon = 81$ ), поэтому в водном растворе ионная связь ослабляется примерно во столько же раз. Молекулы растворенного вещества участвуют в тепловом движении и испытывают столкновения, при которых кинетическая энергия удара частично переходит во внутреннюю энергию молекулы. Эта «добавка» может оказаться достаточной для разрушения ионной связи, ослабленной наличием молекул растворителя, что и вызывает «электролитическую диссоциацию» молекул растворенного вещества.

Части диссоциировавшей молекулы совершают тепловое движение и могут вновь воссоединиться в молекулу («рекомбинировать») при случайном столкновении. Поэтому в растворе имеет место подвижное («динамическое») равновесие между диссоциированными молекулами, при котором число актов диссоциации и рекомбинации в единицу времени одинаково, причем диссоциация всегда является неполной. Для количественной характеристики числа диссоциированных молекул в растворе используется «степень (коэффициент) диссоциации» – относительная доля молекул растворенного вещества, распавшихся на ионы. В любой момент времени в растворе содержится  $\alpha n_0$  диссоциированных и  $(1 - \alpha)n_0$  недиссоциированных молекул, где  $n_0$  – число растворенных молекул в единице объема раствора – характеризует

«концентрацию» раствора. Степень диссоциации  $\alpha$  зависит от концентрации раствора  $n_0$ , вид этой зависимости сравнительно легко устанавливается для «слабых» электролитов, в которых обычно степень диссоциации мала. При этом ионы ведут себя подобно «идеальному газу» и взаимодействуют только при случайных «парных» столкновениях. Количество элементарных актов диссоциации в этих условиях пропорционально концентрации «нерасщепленных» молекул  $(1 - \alpha)n_0$ , а элементарных актов обратного процесса – рекомбинации – пропорционально концентрациям положительных и отрицательных ионов, равным  $n_0\alpha$ , т. е. пропорционально  $(n_0\alpha)^2$ . В состоянии динамического равновесия  $(n_0\alpha)^2 \sim (1 - \alpha)n_0$ , или вводя коэффициент пропорциональности  $k$ , зависящий от температуры и давления над раствором,  $(n_0\alpha)^2 = k(1 - \alpha)n_0$ , откуда:

$$\frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{k}{n_0}. \quad (4.8)$$

Эта формула выражает «закон разведения» Оствальда. При уменьшении  $n_0$  до нуля  $\alpha \rightarrow 1$ . Таким образом, в бесконечном разбавленном растворе молекулы растворенного вещества полностью диссоциированы. Напротив, при возрастании степень диссоциации  $\alpha$  в слабом электролите уменьшается. Закон Оствальда справедлив для «слабых» электролитов и не может применяться к так называемым «сильным» электролитам, в которых молекулы растворенного вещества практически полностью диссоциированы ( $\alpha \approx 1$ ) при любых концентрациях. Теория «сильных» электролитов рассматривается в специальной литературе по физической химии.

Таким образом, ток в электролитах создается направленным движением ионов, существующих вследствие электролитической диссоциации молекул растворенного вещества. Плотность тока через электролит определяется формулой (2.5), в которой следует учесть вклад как положительных, так и отрицательных ионов ( $q_+$ ,  $q_-$ ) движущихся со средними скоростями движения

$$j = n_+ q_+ \bar{V}_+ + n_- q_- \bar{V}_-, \quad (4.9)$$

причем

$$q_+ = |q_-| = ze. \quad (4.10)$$

Если молекула растворенного вещества распадается только на два иона, что является обычной ситуацией, то

$$n_+ = n_- = \alpha n_0. \quad (4.11)$$

Таким образом, формула (4.9) принимает вид:

$$j = z\alpha n_0 e (\bar{V}_+ + \bar{V}_-). \quad (4.12)$$

Рассмотрим теперь вопрос о величине средней скорости направления движения ионов в электролите. Согласно изложенному в п. 2.1, величина средней скорости движения носителей заряда пропорциональна напряженности поля в любом проводнике и описывается универсальной формулой (2.11), которая в данном случае должна записываться в отдельности для положительных и отрицательных ионов:

$$V_+ = b_+ E, \quad V_- = b_- E, \quad (4.13)$$

где  $b_+$ ,  $b_-$  – «подвижность» ионов. Физическая сущность этих формул заключается в наличии сопротивления движению носителей заряда, причем сила сопротивления в первом приближении пропорциональна скорости этого движения. В металлах, как было показано в п. 3.1, природа сопротивления состоит в рассеянии электронов, движущихся в кристаллической решетке, дефектами решетки (в том числе тепловыми колебаниями) и примесями. В электролитах свободному движению ионов препятствуют «силы вязкости» (внутреннего трения), которые имеют ту же природу, что и силы, возникающие при движении «макроскопических» тел в жидкостях. При своем движении ионы растворенного вещества сталкиваются преимущественно с окружающими молекулами растворителя и обмениваются с ними импульсом, что эквивалентно возникновению силы, тормозящей движение иона и увлекающей вместе с ним близлежащие слои жидкости. Согласно закону Стокса (см. т. I, гл. 6), на шарик радиуса  $r$ , движущийся в жидкости с коэффициентом вязкости  $\mu$  со скоростью  $V$ , действует сила сопротивления  $f = 6\pi\mu^2 V = \kappa V$ , где  $\kappa$  – это коэффициент вязкости, который должен зависеть от вязкости растворителя, т. е. его химической природы и температуры. При установившемся движении иона со скоростью  $V$  должно выполняться условие  $qE = \kappa V$ , откуда

$$\bar{V} = \frac{q}{\mu} E = bE; \quad (4.14)$$

для «сферического иона»

$$b = \frac{q}{6\pi\mu r}. \quad (4.15)$$

Скорость движения ионов можно измерить экспериментальным путем. При этом используется тот факт, что некоторые ионы создают определенную «окраску» раствора; например, ионы  $MnO_4^-$ , возникающие при диссоциации молекул марганцево-кислого калия  $KMnO_4$ , растворенного в воде, сообщают раствору фиолетовую окраску, зона которой перемещается вместе с ионами, что позволяет измерить скорость их движения. Обычно скорости ионов малы и имеют порядок величины 1 мм/мин  $\sim 10$  мкм/с. Измеряя скорости ионов, можно получить информацию о величине подвижности ионов в электролите, обычно величина  $b$  имеет порядок  $10^{-3}$  см<sup>2</sup>/(сВ), например, в разбавленных водных растворах при 18°C величина  $b \cdot 10^{-3}$  составляет 3,26 для ионов  $H^+$ ,  $K^+$  – 0,669,  $OH^-$  – 1,30 и т. д.

Подвижность ионов, согласно формуле (4.15), обратно пропорциональна вязкости раствора; при повышении температуры вязкость жидкости уменьшается, и подвижность ионов в электролите возрастает. Расчет радиуса иона по формуле (4.15) с использованием измеренных значений подвижности  $b$  дает значения, существенно превышающие найденные другими методами для «свободных» ионов. Это объясняется «сольватацией» ионов в растворах (в водных растворах это явление называется «гидратацией»), т. е. образованием вокруг иона «сольватной» оболочки из поляризованных кулоновских полей иона молекул растворителя, движущейся вместе с ионом.

С учетом (4.13) формула (4.12) принимает вид

$$j = \alpha nze(b_+ + b_-)E, \quad (4.16)$$

откуда для удельной проводимости (электропроводности) электролита получается выражение

$$\sigma = \alpha n_0 ze(b_+ + b_-)E. \quad (4.17)$$

Величина «концентрации» раствора электролита определяется в химии различными способами. Наиболее употребительной является «эквивалентная концентрация»  $C$  – число грамм-эквивалентов растворенного вещества в  $1 \text{ см}^3$  раствора. Эта величина связана с концентрацией молекул соотношением

$$C = \frac{zn_0}{N_A} = \frac{z_e}{F} n_0. \quad (4.18)$$

Тогда формула (4.17) преобразуется к окончательному виду

$$\sigma = \alpha FC(b_+ + b_-). \quad (4.19)$$

Величина  $\frac{\sigma}{C} = \Lambda$  называется «эквивалентной электропроводностью» электролита:

$$\Lambda = \frac{\sigma}{C} = \alpha F(b_+ + b_-). \quad (4.20)$$

Для слабых электролитов при бесконечном сопротивлении, согласно закону Оствальда

$$\Lambda_\infty = F(b_+ + b_-) = V_+ + V_-. \quad (4.21)$$

Величина  $Fb = V$  называется в электрохимии «подвижностью иона» (в смысле Кольрауша). Таким образом, в условиях бесконечного разбавления эквивалентная электропроводность раствора равна сумме «электромеханических подвижностей» положительных и отрицательных ионов. Согласно (4.20) и (4.21), степень диссоциации растворенных молекул можно определить, измеряя  $\Lambda$  и зная  $\Lambda_\infty$ :

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}. \quad (4.22)$$

Измерение эквивалентной электропроводности дает ценную информацию о состоянии молекул в растворах и тем самым в протекающих в них процессах. Совокупность методов измерения электропроводности называется «кондуктометрией»; эти методы весьма широко применяются в настоящее время в химических, биологических и медицинских исследованиях и изложены в многочисленных специальных работах.

С помощью формулы (4.20) или (4.21) можно определить сумму подвижностей ионов  $(b_+ + b_-)$  по данным измерения электропроводности раствора. Для

определения каждой из этих величин в отдельности следует найти еще их отношение  $(b_+/b_-)$ . Для этой цели можно использовать явление изменения концентрации растворенного вещества вблизи катода и анода при протекании

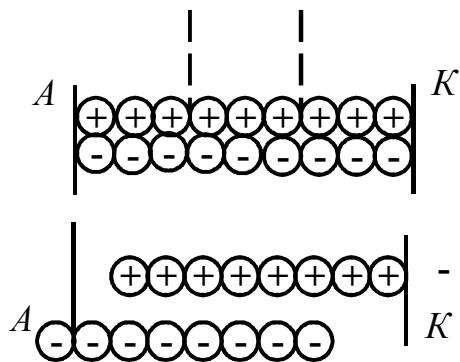


Рисунок 4.1



тока через электролит. Схематически это явление иллюстрируется рисунком 4.1. В отсутствие поля концентрация растворенного вещества между электролитами во всех точках одинакова. При наложении поля вследствие движения ионов у анода возникает «дефицит» положительных ионов, а у катода – отрицательных ионов. Относительное изменение числа молекул (пар ионов) в электролите вблизи анода равно

$$P_k = \frac{b_+}{b_+ + b_-}. \quad (4.23)$$

Эта величина называется «числом переноса катионов» и указывает долю неполного заряда, которая переносится положительными ионами. Аналогичным образом определяется относительное изменение числа молекул вблизи катода

$$P_a = \frac{b_-}{b_+ + b_-}, \quad (4.24)$$

Которое называется «числом переноса анионов» и указывает долю заряда, переносимую отрицательными ионами. Между величинами  $P_a$  и  $P_k$  имеет место соотношение:

$$P_k + P_a = 1. \quad (4.25)$$

Если принять исходную концентрацию электролита за 1, то отношение подвижностей  $\frac{b_+}{b_-}$  будет равно

$$\frac{b_+}{b_-} = \frac{1 - C_a}{1 - C_k}, \quad (4.26)$$

где  $C_a$  и  $C_k$  – концентрации раствора электролита при наличии тока вблизи анода и катода, соответственно. Изменяя  $C_a$  и  $C_k$ , можно определить отношение подвижностей ионов, а затем, зная  $(b_+ + b_-)$  – по результатам измерения электропроводности (см. выше), вычислить величины  $b_+$  и  $b_-$  в отдельности.

Согласно результатам многочисленных измерений, подвижность иона не зависит от наличия других ионов в растворе – «закон Кольрауша». Он выполняется сравнительно строго для разбавленных растворов. В концентрированных растворах воздействие других ионов существенно сказывается на подвижности каждого отдельного иона.

Как уже упоминалось выше, проводимость ряда твердых веществ также имеет «электролитическую» природу. В кристаллических веществах с ионным типом связи («кристаллы ионные») молекулы диссоциированы на ионы как в твердом, так и в расплавленном состоянии. Типичным примером является кристалл  $NaCl$ . В отличие от рассмотренных выше жидких электролитов, в кристаллах ионы совершают тепловые колебания вблизи фиксированных положений равновесия – узлов кристаллической решетки. Поэтому ионный кристалл с «идеальной» решеткой не обладает проводимостью, так как ионы не имеют «свободы» поступательного движения. Однако в результате случайных больших отклонений амплитуды тепловых колебаний от среднего значения, которое определяется температурой кристалла («флуктуаций»), ионы могут

«отрываться» от равновесных положений, образуя дефекты решетки в виде «пустых» узлов («вакансий»), и могут свободно перемещаться по кристаллу. При наложении электрического поля направленное движение этих ионов создает ток аналогично механизму проводимости электролитов. При повышении температуры число вакансий (положительных и отрицательных) увеличивается, и проводимость кристалла также возрастает. Например, при температурах примерно 400 °С проводимость  $NaCl$  почти полностью обусловлена ионами  $Na^+$ , при более высоких температурах второй ион ( $Cl^-$ ) также начинает вносить заметный вклад в проводимость.

Изложенные выше закономерности электролиза лежат в основе его многочисленных практических приложений. Рассмотрим вначале основы электрохимии, описывающей процессы взаимодействия заряженных металлов (электродов) с электролитом и составляющей, в частности, теоретическую базу для создания химических источников тока (элементов и аккумуляторов), описанных выше, в гл. 2, а затем другие технические применения электролиза.

## 4.2 Основы электрохимии

Учение об электролизе в настоящее время является основной частью самостоятельной области науки – электрохимии, изучающей процессы с участием ионов в объемах жидких и твердых тел и на их границах (в особенности на границах металлов с электролитами). Электрохимические закономерности лежат, в частности, в основе теории гальванических элементов, описанных выше в гл. 2. В методологию электрохимии органически входят методы физики, в особенности термодинамики и физической кинетики, и химии – учение о кинетике химической реакции. В настоящее время область применения электрохимии в технике научных исследований исключительно широка; некоторые основные приложения, например, в гальванотехнике, будут подробнее описаны в этой главе.

В основе электрохимии лежит учение о механизме и закономерностях электрохимических реакций, протекающих с участием ионов – «электрохимическая кинетика». Нестационарные процессы такого типа протекают не только в химических источниках тока – гальванических элементах, – но также при коррозии металлов, в живых организмах, металлургических процессах и др. Электрохимическая кинетика, в свою очередь, базируется на представлениях о переносе заряда «элементарными носителями» – электронами и ионами, о существовании «двойного электрического слоя» на границе различных фаз концентрированной поляризации электролита при прохождении тока и т. д. Эти элементарные представления были уже рассмотрены выше. Помимо высокого уровня развития теории на основе физической химии, химической физики и химической кинетики, электрохимические процессы интенсивно исследовались также экспериментальным путем. Развитие химии продолжается в настоящее время во многих направлениях; некоторые из них будут указаны ниже.

Рассмотрим некоторые простейшие электрохимические процессы. При введении металла в электролит на металле появляется определенный

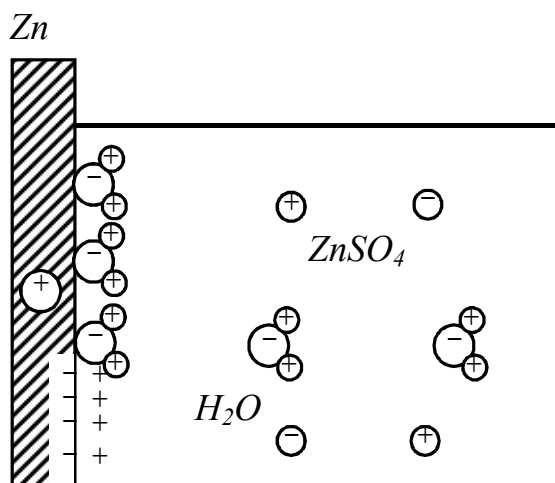


Рисунок 4.2

«электрохимический потенциал» относительно электролита, и на металле и в электролите возникает «двойной электрический слой», образованный зарядами противоположного знака. Это можно пояснить на примере цинкового электрода, погруженного в раствор «цинкового купороса»  $ZnSO_4$  (рис. 4.2). В растворе содержатся диссоциированные на ионы  $Zn^{++}$  и  $SO_4^{--}$  молекулы купороса и полярные молекулы воды  $H_2O$ , в которых «центр тяжести» положительных и отрицательных зарядов не совпадают (центр тяжести отрицательных зарядов

смещен к атому кислорода, как показано на рисунке 4.2). Кристаллическая решетка цинка построена из ионов  $Zn^{++}$ , которые вблизи поверхности металла, естественно, слабее связаны с кристаллом, чем «глубинные» ионы. Если электрод погружен в чистую воду, то будет происходить следующий процесс: молекулы воды, находящиеся в непосредственной близости от электрода, воздействуют на «приповерхностные» ионы цинка и вызывают их частичный переход в воду. В результате этого цинк приобретает отрицательный заряд относительно граничного слоя воды; на границе раздела возникает двойной электрический слой, подобный заряженному плоскому конденсатору, который своим электростатическим полем будет препятствовать выходу ионов из металла. Поэтому наряду с выходом ионов будет происходить и обратный процесс – возвращение ионов цинка в металл. В результате устанавливается динамическое равновесие между электродом и водой, а разность потенциалов в двойном электрическом слое на границе раздела будет характеризовать «электрический потенциал» в данном случае. Если же в воде содержатся еще и диссоциированные на ионы молекулы  $ZnSO_4$ , то будут происходить те же процессы, причем ионы  $SO_4^{--}$  будут анионами, не влияющими на процессы вблизи отрицательно заряженного металла (цинка), а ионы  $Zn^{++}$ , возникающие при диссоциации, разумеется, ничем не отличаются от ионов, вышедших из металла. Поэтому концентрация ионов в растворе  $ZnSO_4$  окажется повышенной по сравнению с чистой водой, что должно обусловить уменьшение скорости выхода новых ионов из металла. Таким образом, цинковый электрод, погруженный в раствор электролита, приобретает относительно электролита меньший отрицательный заряд, чем при погружении в чистый растворитель. Равновесная разность потенциалов в двойном электрическом слое на границе металл-электролит называется электрохимическим потенциалом металла относительно электролита. Из изложенного следует, что величина этого потенциала существенно зависит от концентрации электролита, а при заданной

концентрации ионов металла в электролите не зависит от наличия других ионов, не участвующих в процессах, протекающих на границе этого металла. Так, при погружении цинкового электрода в растворы  $ZnSO_4$  и  $ZnCl$  равной концентрации, электрохимический потенциал электрода будет одинаковым в обоих случаях. Следует отметить, что металл, погруженный в раствор «своей» соли, может заряжаться как положительно, так и отрицательно. Например, при погружении медного электрода в раствор  $CuSO_4$  тенденция ионов  $Cu^{++}$  к осаждению на электроде оказывается более сильной, чем к выходу их из металлов. В результате медь оказывается заряженной положительно относительно раствора, и полярность двойного электрического слоя на границе металл-электролит будет противоположной рассмотренному выше случаю. Помимо концентрации электролита, электрохимический потенциал зависит также от температуры и давления в электролите, однако в значительно меньшей степени.

Таким образом, на границе металл-электролит происходит непрерывное разделение положительных и отрицательных зарядов, т. е. действуют «сторонние» силы, преодолевающие взаимодействие (притяжение) зарядов противоположного знака. Эти силы совершают работу, которая характеризует ЭДС возникающего при этом «источника тока». В этом основа теории гальванических элементов, примеры которых были приведены в гл. 2. В данном случае роль «сторонних» сил играют силы межмолекулярного (межатомного) взаимодействия.

Согласно изложенному выше, при фиксированной концентрации ионов металла в растворе электролита электрохимический потенциал электрода зависит, главным образом, от рода металла. Следовательно, для сравнения величины этих потенциалов необходимо условиться о выборе определенной концентрации раствора. В качестве такого эталонного раствора был выбран «нормальный раствор» (или «раствор концентрации»), содержащий 1 грамм-эквивалент ионов металла в 1 л раствора. Для такого раствора определяется «абсолютный нормальный электрохимический потенциал» металла; зная эту величину, можно затем вычислить электрохимический потенциал относительно раствора любой концентрации.

При экспериментальном определении «абсолютного нормального потенциала» возникает затруднение, связанное с необходимостью использования при измерениях второго электрода, который также приобретает некоторый потенциал относительно раствора. Поэтому будет измерена лишь разность электрохимических потенциалов между этими электродами, определяющая ЭДС гальванического элемента, в котором используются эти электроды. Эта разность не зависит от того, относительно какого тела измерены потенциалы, и именно эту величину используют при разработке гальванических элементов на практике. Поэтому условились, при измерении электрохимических потенциалов различных электродов использовать в качестве второго, «отсчетного» электрода, «нормальный» водородный электрод, изготовленный из гладкой платины, на которую электролитическим

способом нанесено покрытие из мелкодисперсной платины и погруженный в нормальный раствор ионов водорода (например, раствор серной кислоты, содержащий один грамм-эквивалент ионов водорода в одном литре раствора). Измеренный относительно такого электрода электрохимический потенциал называют «нормальным электродным потенциалом» (или «нормальным электрохимическим потенциалом»). Эта величина содержится в специальных таблицах для многих металлов. Если концентрация электролита отличается от нормальной и равна  $C$ , то электродный потенциал  $U_c$  вычисляется по приближенной формуле:

$$U_c = U_n \frac{RT}{ZF} \ln C, \quad (4.27)$$

где  $Z$  – заряд иона,  $T$  – температура раствора,  $U_n$  – нормальный электродный потенциал. Дополнительные теоретические соображения показывают, что потенциал самого «водородного» электрода (в нормальном растворе электролита равен +0,274 В), «абсолютный» нормальный. Электрохимический потенциал  $U_a$  для любого электрода можно вычислить по известной величине  $U_n$  с помощью формулы:

$$U_a = U_n + 0,274 \text{ В}. \quad (4.28)$$

Значения электродного потенциала  $U_n$  для различных металлов существенно различаются по величине и могут быть как положительными, так и отрицательными, о чем уже упоминалось выше. Например, для  $Zn$   $U_n = -0,77$  В, а для  $Cu$   $U_n = +0,34$  В, т. е. электроды из этих металлов заряжаются противоположно при погружении в электролит. Ясно, что в принципе для создания гальванического элемента можно использовать любую пару разнородных электродов. Однако в действительности при этом приходится учитывать ряд дополнительных соображений; некоторые из них изложены ниже.

В качестве теоретических основ простого примера практического применения изложенных выше положений электрохимии рассмотрим один из простейших по конструкции гальванических элементов – «элемент Даниэля». Он содержит цинковый электрод, погруженный в раствор  $ZnSO_4$ , и медный электрод, погруженный в раствор  $CuSO_4$ ; растворы разделены пористым цилиндром из необожженной глины, предохраняющим их от быстрого смешивания (два раствора используется для «деполяризации» элемента, см. ниже). Если оба раствора являются «нормальными», то ЭДС полученного элемента, согласно изложенному выше, должна быть равной

$$\varepsilon = U_n(Cu) - U_n(Zn) = 0,34 - (-0,77) = 1,1 \text{ В}. \quad (4.29)$$

При этом не учитывается «диффузная» разность потенциалов, возникающая на границе двух растворов; ее величина обычно мала и в данном случае не превышает 0,03 В. От элемента Даниэля принципиально не отличается «элемент Вольта», в котором медный и цинковый электроды погружены в слабый водный раствор серной кислоты, не содержащий в начале ни ионов меди, ни ионов цинка, которые, однако, в дальнейшем поступают в

раствор. Медный электрод является положительным, цинковый – отрицательным полюсом элемента.

При включении элемента Даниэля в замкнутую цепь (замыкании его на внешнюю нагрузку) в ней потечет ток в направлении от меди к цинку; электроны во внешней цепи движутся в обратном направлении. Протекание тока приводит к снижению отрицательного потенциала цинка, и электрохимическое равновесие в растворе нарушается; в результате, в раствор начинают поступать дополнительные ионы цинка. Положительный потенциал медного электрода также снижается, и на электрод будут поступать ионы меди из раствора  $CuSO_4$ . Таким образом, в замкнутом элементе положительные заряды (ионы) перемещаются от катода к аноду, а отрицательные – от анода к катоду, против действия кулоновских сил, что характерно для любого источника ЭДС, поддерживающего постоянный ток в замкнутой цепи. В результате работы элемента раствор  $CuSO_4$  будет постепенно обедняться медью, а цинковый электрод – «растворяться», что обуславливает ограниченный срок службы электрода.

ЭДС гальванического элемента может быть также оценена из энергетических соображений на основе первого начала термодинамики, т. е. в данном случае закона сохранения энергии с учетом тепловой и химической энергии. Согласно этому закону, энергия протекающих в элементе химических реакций должна быть равна количеству теплоты, выделяющемуся в замкнутой цепи по закону Джоуля – Ленца. Энергия химической реакции равна «тепловому эффекту» реакции, умноженному на массу прореагировавшего вещества. Для гальванического элемента, в котором реакция протекает для обоих электродов, полную энергию химических реакций с учетом первого закона Фарадея, можно представить в виде суммы  $m_1P_1 + m_2P_2 = P_1k_1It + P_2k_2It$ , где  $k_1$  и  $k_2$  – электрохимические эквиваленты участвующих в электродных реакциях веществ. С другой стороны, количество джоулевого тепла можно выразить суммой  $I^2Rt + I^2rt$ , где  $R$  – сопротивление нагрузки,  $r$  – внутреннее сопротивление элемента. Таким образом, закон сохранения энергии можно выразить в виде:

$$P_1k_1It + P_2k_2It = I^2Rt + I^2rt. \quad (4.30)$$

Сокращая на  $It$  и учитывая, что  $I(R+r)=\varepsilon$  (ЭДС элемента), получим

$$\varepsilon = P_1k_1 + P_2k_2 \quad (4.31)$$

или, выражая тепловые эффекты реакций на 1 грамм-атом ( $P_1 = \frac{Q_1}{A_1}$ ;  $P_2 = \frac{Q_2}{A_2}$ , где  $A_1$  и  $A_2$  – атомные веса материалов электродов):

$$\varepsilon = \frac{1}{F} \left( \frac{Q_1}{Z_1} + \frac{Q_2}{Z_2} \right). \quad (4.32)$$

Величины  $Q_1$  и  $Q_2$  могут быть точно измерены термохимическими методами: так, согласно результатам измерений для реакции образования  $ZnSO_4$  в результате перехода ионов цинка в раствор  $Q_1 = 4,55 \cdot 10^5$  Дж/гр-атом, а для реакции разложения  $CuSO_4$  с выделением меди  $Q_2 = -2,33 \cdot 10^5$  Дж/гр-атом. Кроме того, в данном случае  $Z_1 = Z_2 = 2$ . Подставляя в формулу (4.32), можно

найти значение  $\varepsilon \approx 1,15$  В в соответствии с приведенным выше и измеренным значением.

При работе простейшего элемента Вольта в замкнутой цепи сила тока со временем уменьшается; это обусловлено выделением на положительном электроде (меди) ионов водорода, который движется в электролите от цинка к меди и оказывает вредное на работу элемента влияние по двум причинам. Выделяющийся водород способен, подобно металлам, отдавать ионы обратно в электролит, что эквивалентно появлению дополнительной противоположно направленной ЭДС в элементе. С течением времени медный электрод как бы заменяется водородным, потенциал которого на 0,34 В ниже электродного потенциала меди, и, следовательно, ЭДС элемента снижается с 1,1 В примерно до 0,8 В. Кроме того, водородная «оболочка» вокруг положительного электрода увеличивает внутреннее сопротивление элемента, что также проявляется в уменьшении силы тока в цепи. Явление возникновения «встречной» ЭДС называется «поляризацией» гальванических элементов. Для устранения этого вредного явления – деполяризации элементов – применяются различные способы. Один из них заключается в использовании двух растворов, подобранных таким образом, чтобы обеспечить неизменный состав электролита в процессе работы элемента. Именно такой способ применен в описанном выше элементе Даниэля. Поскольку в нем медный электрод находится в растворе  $CuSO_4$ , то его поляризация не возникает (на него поступают только ионы меди); цинковый электрод погружен в раствор  $ZnSO_4$  и постепенно растворяется в процессе работы элемента, так что состав этого электрода также изменяется. Второй основной способ деполяризации заключается в применении химических деполяризаторов – сильных окислителей, – «связывающих» водород с образованием воды, которая переходит в раствор. Такой способ применен в элементе Лекланше, упоминавшемся в гл. 2. В нем отрицательным электродом является цинк  $U_k = -0,77$  В, а положительный электрод в виде угольного стержня окружен спрессованной смесью перекиси марганца  $MnO_2 U_H = +0,71$  В с графитом; электролитом является водный раствор  $NH_4Cl$ . ЭДС такого элемента равна  $0,71 - (-0,77) = 1,5$  В. Перекись марганца является сильным окислителем и потому является одновременно и деполяризатором: в результате реакции  $2H + MnO_2 = H_2O + MnO_2$  образуется вода, переходящая в раствор, а свободный водород не выделяется.

Поляризация электродов имеет место и при электролизе в обычных условиях, когда выделяются вещества, отличающиеся от материала электродов. Например, при электролизе раствора серной кислоты с использованием платиновых электродов на отрицательном электроде выделяется водород, а на положительном – кислород. При достаточном накоплении обоих газов электроды оказываются окруженными газовой оболочкой – один из них становится «водородным», а другой – «кислородным». При отключении источника образуется гальванический элемент, причем «кислородный» электрод ( $U_H^{O_2} = +1,23$ ) становится «анодом», а «водородный» ( $U_H^{H_2} = 0$ ) –

«катодом» элемента. При замыкании на внешнюю нагрузку в цепи будет протекать ток, направление которого противоположно току при электролизе. Таким образом, в результате выделения газов произошла поляризация электродов и образовался элемент с определенной ЭДС поляризации. При длительном протекании тока вследствие перехода ионов водорода и кислорода обратно в раствор запас газов будет израсходован, и ток в цепи прекратится. В некоторых случаях поляризация электродов может и не возникнуть; такая ситуация имеет место, например, при электролизе  $\text{CuSO}_4$  с использованием двух медных электродов. В этом случае один из электродов (анод) будет растворяться, а другой (катод) – покрываться осажденной медью; при этом состав электродов не изменяется, ЭДС поляризации не возникает. В таких случаях говорят о «неполяризующих» электродах.

Явление поляризации может оказать существенное влияние на протекание процесса электролиза. При электролизе раствора соляной кислоты  $\text{HCl}$  на электродах выделяются газообразные хлор и водород, и возникает поляризация электродов аналогично описанному выше случаю ( $U_{\text{H}}^{\text{Cl}_2} = +1,36$ ). При образовании газовой «обволакивающей» оболочки, ЭДС образующегося «элемента» станет равной максимальному значению 1,4 В. Если разность потенциалов на электродах, созданная внешним источником, будет меньше этой величины, то ток электролиза будет отсутствовать. Если постепенно повышать ЭДС внешнего источника  $\varepsilon$ , то ток в электролите появится при некотором пороговом значении  $U_0$ , называемом «напряжением разложения электролита»; в данном случае  $U_0 = 1,4$  В. При дальнейшем возрастании внешней ЭДС ток электролита будет возрастать по линейному закону:

$$I = \frac{\varepsilon - U_0}{r} \quad (4.33)$$

( $r$  – сопротивление электролита). В некоторых случаях напряжение разложения может быть выше ЭДС поляризации; это явление называется «перенапряжением при электролизе». Например, величина  $U_0$  для раствора  $\text{H}_2\text{SO}_4$  оказывается равной 1,64 В, в то время как, согласно изложенному выше, она должна быть равной 1,23 В. Это явление объясняется в рамках более детального электрохимического анализа электродных процессов, выходящего за рамки данной книги.

«Напряжение разложения», при котором из раствора выделяются ионы определенного рода, существенно не одинаково. Например, ионы меди имеют менее выраженную тенденцию возвращаться в раствор, чем ионы цинка. Поэтому при постепенном повышении напряжения на электролитической ванне, содержащей ионы цинка и меди, выделение меди начинается при более низком напряжении. После полного удаления меди из раствора следует повысить напряжение с целью выделения цинка. Это используется в электрохимическом методе очистки металлов в электрометаллургии (см. ниже).

Явление электролитической поляризации используется также в аккумуляторах («вторичных элементах»), представляющих собой



гальванические элементы, в которых в процессе работы расходуются вещества, предварительно накопленные на электродах путем электролиза («зарядки») вследствие поляризации. В свинцовом или «кислотном» аккумуляторе два электрода из свинца погружены в раствор серной кислоты, при этом на электродах образуется слой сернокислого свинца  $PbSO_4$ , который содержится и в растворе. В процессе зарядки аккумулятора, т. е. при пропускании через него тока от внешнего источника (обычно мощного выпрямителя) в течение определенного времени, на электроде, подключенном к положительному полюсу источника, происходит окисление свинца до  $PbSO_2$ , а на втором электроде восстанавливается чистый свинец. В результате образуется гальванический элемент  $PbSO_2/Pb$ , в котором электролитом служит раствор  $H_2SO_4$ , насыщенный  $PbSO_4$ . При этом ЭДС достигает максимального значения в конце зарядки около 2,7 В. При работе («разрядке») аккумулятора на его электродах вновь образуется  $PbSO_4$ , и ЭДС постепенно уменьшается – вначале быстро до 2,2 В, а затем медленно – примерно до 1,85 В. Дальнейшая разрядка аккумулятора может привести к его выходу из строя из-за образования толстого слоя  $PbSO_4$ , поэтому своевременная «подзарядка» является необходимым условием правильной эксплуатации аккумулятора. Величина полного заряда, отдаваемого в нагрузку аккумулятором за время его работы, называется «емкостью» аккумулятора и обычно выражается в ампер-часах. Эта величина возрастает с увеличением площади электродов, что достигается специальным конструктивным исполнением электродов в виде литых пластин с многочисленными ячейками типа «пчелиных сот», причем поверхность электродов разрыхляется в процессе «формовки» аккумулятора (несколько циклов зарядки и разрядки). Помимо свинцовых аккумуляторов, в технике используются также железоникелевые или «щелочные» аккумуляторы, которые обладают меньшим весом при равной емкости зарядки. Электроды в них изготовлены из железа и никеля, а электролитом служит 20 % раствор щелочи («едкого калия»)  $KOH$ . При зарядке анодом аккумулятора становится гидроокись никеля  $Ni(OH)_2$ , а катодом – железо, причем ЭДС достигает величины примерно 1,3 В. Применение аккумуляторов в технике было описано выше в гл. 2.

В принципе гальванические элементы являются энергетически более выгодными по сравнению с источниками электроэнергии, в которых используется теплота сгорания топлива. Действительно, в этих химических источниках тока выделяемая энергия непосредственно преобразуется в электрическую, в то время как, например, на тепловых электростанциях, где вначале энергия, выделяемая при сгорании угля, превращается с большими потерями в механическую работу двигателя, а затем уже в электроэнергию. Поэтому энергетический КПД гальванических элементов значительно выше, чем «тепловых» электрических машин. Однако это преимущество с избытком перекрывается невыгодным расходом дорогостоящих цветных металлов (например, цинка). Поэтому гальванические элементы используются лишь в малоэнергетических устройствах и установках (в технике связи, измерительной

технике и т. д.). Ранее неоднократно предпринимались попытки использовать для элементов реакцию окисления (горения) угля:



где  $Q = 3,87 \cdot 10^5$  Дж/моль, что, согласно формуле (4.32), дало бы значение ЭДС = 1 В. Однако необходимость применения высоких температур не позволяет создать экономичные угольные элементы.

Как уже отмечалось выше, развитие электрохимии привело к появлению множества новых технологических процессов в самых различных областях техники. Ниже будут рассмотрены лишь некоторые методы инженерной электрохимии.

### 4.3 Электрохимические процессы в технике

Электрохимические процессы нашли широкое применение в современной химической промышленности и металлургии. Электролиз является важнейшим способом промышленного получения хлора, щелочей, окислителей, фтора и фторорганических соединений. Водород добывается из воды путем электролиза пока еще в ограниченных масштабах, однако при дальнейшем росте производства электроэнергии и ее удешевлении значение этого способа в химии будет возрастать. Совокупность электролитических методов получения алюминия, магния, натрия, лития, бериллия, тантала, титана, цинка, а также рафинирования меди образуют обширную область техники – «электрометаллургию»; методом электролиза в настоящее время добывают более 50 наименований металлов. В методах электрометаллургии 1-й группы осуществляется катодное осаждение металла из растворов, полученных методами «гидрометаллургии», например, выщелачиванием руд и концентраты. На катоде происходит восстановление и отложение металла, а на нерастворимом аноде идет реакция окисления аниона. В методах электрометаллургии 2-й группы имеет место «рафинирование» металла из его сплава; из этого сплава изготавливается анод, который в данном случае является растворимым. Вначале металл переходит в раствор в процессе электролитического растворения анода, а затем уже металл осаждается на катоде. Потенциалы выделения металлов («потенциалы разложения») фактически зависят от величины перенапряжения водорода на соответствующем металле (см. выше). Рафинируют в промышленных масштабах такие металлы, как цинк, никель, железо, марганец, алюминий, магний, калий и другие металлы электролитическим разложением расплавленных солей этих металлов при температурах до 1000 °С (при этом требуются большие расходы электроэнергии 20 тыс. кВт/ч на тонну продукта).

Ниже будут более подробно рассмотрены некоторые технические приложения электрохимии; методы гальванотехники и борьбы с коррозией металлов изложены отдельно в п.п. 4.4 и 4.5. В основе многих электрохимических технологических процессов лежат явления электрокристаллизации и электросинтеза, на которых мы здесь кратко

остановимся (детальное изложение этих вопросов можно найти в многочисленной специальной литературе).

Явление электрокристаллизации, т. е. кристаллизации металлов и сплавов на катоде в процессе электролиза растворов (или расплавов) соответствующих солей, является основой электрометаллургии, рафинирования металлов, гальваностегии и гальванопластики и других технических применений электролиза. Сущность явления заключается в восстановлении простых и комплексных ионов в результате присоединения электронов на катоде.

Закономерности кристаллизации, т. е. образования твердой кристаллической фазы, являются общими для всех условий протекания этого процесса, в том числе и на катоде. Рост кристалла осуществляется путем отложения атомов на гранях «зародыша» с образованием «слоев роста». При этом для стабильной кристаллизации при охлаждении жидкости требуется «переохлаждение» ниже температуры плавления, а при кристаллизации из раствора (расплава) – «перенасыщение» раствора. Необходимым условием электрокристаллизации является «перенапряжение», т. е. смещение потенциала электрода от его равновесного значения в электролите. Эта величина определяется характером электрохимической поляризации и характеризует степень необратимости соответствующих электродных реакций; она зависит от плотности тока, состава электролита и его температуры и может превышать 1В. Например, при выделении водорода вначале происходит восстановление иона водорода с присоединением электрона ( $H^+ + e \rightarrow H$ ). Затем атомы водорода, адсорбированные поверхностью катода, могут непосредственно рекомбинировать с образованием молекулы водорода ( $H + H = H_2$ ), который выделяется у электрода в виде пузырьков, или не вступать в реакцию электрохимической десорбции ( $H + H^+ + e \rightarrow H_2$ ). Если электрод изготовлен из металла с низкой энергией связи адсорбированного атома (*Hg*, *Pb* и др.), то удаление  $H_2$  происходит в результате второй из названных реакций, что приводит к появлению значительного перенапряжения (до 1,5 В). Если же энергия указанной связи велика (*Pt*, *Pb*), то в удалении  $H_2$  играет существенную роль первая из этих реакций, а перенапряжение обычно не велико до 0,3 В. Обычно при электроосаждении металлов перенапряжение сравнительно невелико, что является причиной большой эффективности процессов электрокристаллизации. Выделяющиеся из раствора электролита ионы восстанавливаются на катоде в нейтральные атомы, которые последовательно присоединяются к «местам роста», обычно это «изломы» у краев уступа зародыша, в которых включение атома в кристаллическую решетку является наиболее энергетически выгодным процессом.

Механизм электрокристаллизации не является полностью выясненным. Предполагается, что ионы из электролита, попавшие в «места роста», присоединяют электроны и «включаются» в кристаллическую решетку. Возможно также, что такой «разряд» ионов происходит в любом месте поверхности катода, причем образуются так называемые «ад-атомы», которые затем достигают «мест роста» путем диффузии. Первый механизм

соответствует случаю очень малых, второй – очень больших перенапряжений в катоде. В действительности может иметь место «промежуточная» ситуация, в которой заметную роль играют оба механизма. Может оказаться также, что на катоде отсутствует кристаллографическая плоскость, наиболее благоприятная для роста кристалла; в этом случае рост начинается лишь при наличии «трехмерного» (а не двухмерного, как в описанной выше ситуации) зародыша. В «двухмерном» случае зависимость силы тока  $i$  от перенапряжения  $\eta$  имеет вид  $i \sim \exp(-k_2/\eta)$ , в «трехмерном» случае эта зависимость иная:  $i \sim \exp(-k_3/\eta^2)$ , где  $k_2$  и  $k_3$  – коэффициенты, зависящие от молекулярного вещества (следовательно, от природы вещества и температуры). Однако значения, полученные в результате расчета величины перенапряжения, обеспечивающие наблюдаемую на практике скорость процесса электрокристаллизации, оказываются существенно завышенными. Это объясняется образованием «спиралей роста», т. е. развития ступеней на растущей грани в результате присоединения атомов без необходимости наличия новых двухмерных зародышей.

Существование этих «спиралей» (наблюдаемых не только в процессе электрокристаллизации, а и вообще при росте кристаллов) подтверждено электронно-микроскопическими исследованиями.

Характер образующегося на катоде слоя металла (рыхлый порошок, плотный матовый или блестящий мелкокристаллический, зачастую текстурированный слой) зависит от многих факторов, действующих при электролизе (от природы металла и электролита, от концентрации ионов в растворе, его температуры и т. д.). Например, при большой плотности тока и низкой концентрации ионов восстанавливаемого металла возникает порошкообразный слой на катоде с «дендритной» структурой. При высокой концентрации ионов и малой плотности тока, напротив, образуются плотные слои с кристаллической структурой.

Образующийся на катоде кристаллический слой металла обычно содержит множество разнообразных дефектов решетки, особенно при большом перенапряжении, в частности, двойники роста, объемные «дефекты упаковки», вакансии и др. Наличие этих дефектов может существенно сказаться на физических свойствах образующихся покрытий, например, на их твердости, электропроводности, плотности, отражательной способности и т. д. С этим всегда приходится считаться при осуществлении описанных ниже гальванотехнических процессов. Иногда покрытие, образовавшееся в результате электрокристаллизации, может обнаруживать «аморфное» строение при рентгенографическом исследовании. При большом перенапряжении возникающие «аномальные» условия кристаллизации могут вызвать образование термодинамически неустойчивых состояний металлов и сплавов, так что полученное покрытие в дальнейшем испытывает определенную «эволюцию» структуры. Все эти закономерности присущи также электрокристаллизации окислов и солей из электролита, если они образуются в результате катодной реакции восстановительного характера.

Ниже будут рассмотрены некоторые особенности практического осуществления электрокристаллизации различных металлов в технологических процессах.

Многие ценные химические соединения (неорганические и органические) успешно получают с использованием электролиза; этот метод называется электросинтезом. В процессе электролиза протекают сложные многостадийные реакции окисления-восстановления, связанные с присоединением или отдачей электронов и образованием промежуточных (как стабильных, так и нестабильных) продуктов, причем каждой стадии соответствует определенное значение электродного потенциала. На катоде протекают реакции с присоединением электронов – реакции электрохимического восстановления (или «электровосстановления»), на аноде – реакции с отдачей атомами электронов (реакции «электроокисления»). Для получения целевого продукта, который образуется на промежуточной стадии электролиза, следует контролировать электродный потенциал в соответствии с требуемой стадией процесса. Полученный продукт можно быстро вывести из зоны реакции известными химическими методами. Разнообразные химические реакции могут протекать не только на поверхности, но и в объеме раствора электролита. Объемные реакции контролируются так называемой «объемной плотностью тока» электролиза (в А/л) – силой тока, проходящего через единицу объема электролита. В частности, если объемные реакции вызывают снижение выхода целевого продукта, то электросинтез проводится при высоких значениях объемной плотности тока (несколько сотен А/л).

Процессы электросинтеза наиболее эффективно протекают в тех случаях, когда молекулы исходных веществ диссоциированы в растворе на ионы или имеют полярные группы. Если молекулы не имеют таких выраженных «полярных» свойств и не вступают в реакцию на электродах, то используются «катализаторы-переносчики» в виде ионов металлов или неметаллов, которые стимулируют требуемые окислительно-восстановительные реакции электросинтеза в объеме электролита («непрямые» реакции). При этом роль электролиза сводится, главным образом, к регенерации восстановителя или окислителя на электродах, который затем в результате взаимодействия с исходным веществом (в электролите или вне его) образует целевой продукт.

Электросинтез широко используется в химической промышленности. Например, кислородсодержащие соединения хлора с различными степенями окисления синтезируют посредством реакций электроокисления. Аналогичным образом, электроокислением серной кислоты и ее солей, (сульфатов) получают надсерную кислоту ( $H_2S_2O_8$ ) и ее соли – пероксосульфаты ( $K_2S_2O_8$  и др.), а, в свою очередь, надсерная кислота и некоторые ее соли используются в производстве перекиси водорода. Кроме того, пероксосульфат аммония  $(NH_4)_2S_2O_8$  применяется в химической промышленности как инициатор в различных процессах полимеризации, как средство для отбеливания и дезинфицирования, в фотографии, аналитической химии и т. д. Его получают анодным окислением насыщенного раствора  $(NH_4)_2SO_4$  (сульфата аммония) при

температуре ниже 30°C. Аналогичное самостоятельное применение находит и персульфат калия, в частности, он используется как отбеливатель жиров и мыла. В процессе электроокисления манганита калия или путем анодного растворения ферромарганца (сплава марганца с железом) получают перманганат калия  $KMnO_4$  и другие соли марганцовой кислоты. Перманганаты используются в химическом производстве как сильные окислители, а также в медицине в целях обеззараживания («раствор марганцовки»). Путем электролиза сернокислых растворов сульфата марганца получают двуокись марганца в промышленных масштабах. Электрохимическим методом получают также тетраэтилсвинец  $(C_2H_5)_4Pb$  или ТЭС, который входит в состав «этиловой жидкости» как антидетонатор моторных топлив в карбюраторах двигателей внутреннего сгорания. Методы электролиза используются при фторировании различных органических соединений, а также и для их промышленного изготовления. Типичным примером является метод получения углеводов путем электролиза растворов солей карбоновых кислот – «реакция Колбе»; таким путем получают, например, себациновую кислоту в производстве некоторых полиамидов и душистых веществ. Полиамиды представляют собой полимеры с группировкой  $-CO-NH$  в основной цепи и молекулы, используемые для производства синтетических волокон, полимерных пленок, различных деталей машин (втулок, шестерен, подшипников и т. д.).

Значительное снижение поверхностной активности материалов в результате образования на их поверхностях слоев окислов, называется «пассивированием» металлов. Этот процесс может быть как естественным, так и искусственным. Естественное пассивирование на воздухе и в некоторых агрессивных средах имеет огромное практическое значение, поскольку при отсутствии этого явления все металлические конструкции, не прошедшие специальную обработку, оказались бы весьма недолговечными. Повышение «естественной» стойкости металлов, обусловленной пассивированием, достигается искусственными способами, например, с помощью сильных окислителей – «пассиваторов». Например, пассивирование алюминиевой посуды осуществляется в 30 %-ом растворе азотной кислоты, оцинкованной посуды – в хроматных растворах, и т. д. Искусственное пассивирование является весьма действенным методом защиты металлов от коррозии; методы повышения антикоррозионной стойкости изложены ниже, в п. 4.5.

Электрохимические процессы, протекающие на границе металл–электролит при прохождении тока, лежат в основе действия многих приборов и устройств, используемых в автоматике, измерительной и вычислительной технике. Совокупность этих приборов и технических методов образует особое научно-техническое направление, называемое «хемотроникой». Простейшим «хемотронным» прибором является электрохимическая ячейка – миниатюрная герметичная стеклянная ампула с помещенным в нее электролитом и впаянными электродами. В качестве электролита обычно используют «простые» годные растворы кислот, оснований и солей: со специальными

добавками (например, органическими растворителями, обеспечивающими расширение рабочего диапазона до  $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). В хемотронных приборах целесообразно использование твердых электролитов с большой ионной электропроводностью ( $\text{PbAg}_4\text{T}_5$ ,  $\text{Ag}_3\text{SI}$  и др.). Используются платиновые, серебряные, алюминиевые, цинковые, а также ртутные и другие электроды. Помимо электролиза, в основе действия ряда хемотронных приборов лежат также описанные выше электроконвекционные явления типа электроэндоосмоса и др.

К числу достижений хемотроники относятся многочисленные электронные приборы – миниатюрные усилители, выпрямители, реле времени, интеграторы, нелинейные функциональные преобразователи, датчики ускорения, скорости и температуры, измерители вибрации, различные индикаторы и т. д. Они отличаются от приборов других систем (электромеханических, электромагнитных) повышенной чувствительностью по току ( $10^{-6}\text{ A}$ ) и напряженностью ( $10^{-3}\text{ В}$ ) и малым собственным потреблением мощности ( $10^{-3}\text{ Вт}$ ), а также высокой надежностью и большим отношением «сигнал-шум».

При определении наработки радиоэлектронных узлов используются «кулонометры», которые интегрируют токи  $10^{-9}$ – $10^{-4}\text{ A}$  за время до нескольких лет. Кулонометр представляет собой герметичный стеклянный капилляр, содержащий каплю электролита между ртутными электродами, в который впаяны токоподводящие вводы. При прохождении тока через кулонометр ртуть с анода переносится на катод, в результате чего капля электролита постепенно смещается к аноду пропорционально прошедшему через прибор электрическому заряду. Индикаторы порогового напряжения низкого уровня (используемые, например, в качестве индикаторов отказов) представляют собой стеклянную ампулу, частично заполненную электролитом, в которую через герметичное уплотнение введен платиновый электрод. При подаче на ячейку сигнала, уровень которого превышает некоторое пороговое значение, изменяется окраска электролита вблизи одного из электродов; время срабатывания хемотронного индикатора составляет  $10^{-2}$ – $10\text{ с}$ . Действие индикатора основано на свойстве некоторых веществ (так называемых «электрофлорных индикаторов»), введенных в электролит изменять цвет электролита возле электродов при прохождении электрического тока; например,  $n$  и  $m$  – нитрофенолы дают желтую окраску, метилвиолет – фиолетовую, фенолфталеин – красную и т. д. Электрохимические цветовые индикаторы дают возможность наблюдать очень малые изменения напряжения (от 0,1 до 1,0 В) при ничтожном собственном потреблении мощности (менее  $10^{-4}\text{ Вт}$ ).

Большое практическое значение для развития транспорта в будущем имеет быстреее решение проблемы «электромобиля», т. е. автомобиля с тяговым электрическим двигателем, получающим энергию от батареи аккумуляторов.

Разработка таких автомобилей приобретает все большую актуальность, прежде всего, в связи с необходимостью ограничить расход жидкого топлива — нефтепродуктов, потребляемых в настоящее время в огромных количествах ввиду стремительного увеличения количества автомобилей во всем мире. Кроме того, работа двигателей внутреннего сгорания в современных автомобилях сопровождается значительным шумом и выделением продуктов сгорания, загрязняющих окружающую среду. В крупных городах с развитым автотранспортом эти факторы уже превратились в серьезную проблему, требующую безотлагательного решения.

Основным препятствием на пути широкого применения электромобилей (которые появились в России и за рубежом еще в конце XIX в.) долгое время являлась электроемкость аккумуляторных батарей (до 20 Вт·ч/кг), которые к тому же создают значительный «бесполезный» вес экипажа. Поэтому электромобили обладают малой ходовой скоростью и небольшим «запасом хода». Однако в современном городе скорость автомобилей принудительно ограничивается (до 60 км/ч), а среднеустойчивый пробег их невелик (до 100 км), поэтому эти недостатки становятся менее значимыми. К тому же в крупных городах сравнительно несложно организовать широкую сеть станций подзарядки аккумуляторов. В настоящее время энергоемкость аккумуляторов возросла до 50 Вт·ч/кг, емкость специальных типов аккумуляторов (никель-цинковые и др.) достигает 100 Вт·ч/кг. Поэтому большинство прогнозов отводят электромобилю ведущее место в городском транспорте XXI в. Созданы различные конструкции электромобилей, отличающиеся, прежде всего, областью применения. «Легковые» электромобили имеют облегченную ходовую часть и кузов для обеспечения достаточной скорости движения с учетом большого веса аккумуляторов. Детали передачи имеют специальное расположение для обеспечения легкого доступа и смены батарей. Могут использоваться двигатели постоянного или переменного тока (в последнем случае в систему входит соответствующий преобразователь). Восстановление запаса энергии обычно осуществляется путём замены батарей с помощью грузовых тележек. Грузовые электромобили, созданные в нашей стране, имеют грузоподъемность до 500 кг при скорости до 70 км/ч и запас хода 80 км (без подзарядки); в них установлены свинцово-кислотные аккумуляторы. Во многих конструкциях применяются устройства для рекуперации энергии, т. е. возвращения энергии на спусках, при торможении и т. д., а также для подзарядки аккумуляторных батарей от трехфазной электросети. Помимо «чисто электрических» автомобилей, применяются также «гибридные» электромобили. В них двигатель внутреннего сгорания (ДВС), работающий в «малотоксичном» режиме, приводит в действие тяговый электродвигатель. ДВС используется при движении с постоянной скоростью и, кроме того, для подзарядки имеющейся небольшой аккумуляторной батареи; эта батарея служит дополнительным источником энергии при преодолении подъемов, для разгона автомобиля и т. д. Сложность «гибридных» электромобилей является существенным препятствием для их широкого распространения.



#### 4.4 Гальванотехника

Одним из важнейших практических приложений электрохимии является методика осаждения металлических слоев на поверхности различных изделий и материалов. Нанесение металлических покрытий осуществляется в различных целях, главным образом для придания специальных механических, электрических, оптических свойств, а также для декоративной отделки поверхностей. Большое многообразие гальванотехнических методов можно разбить на 2 основные группы – гальваностегию, т. е. образование прочно связанных с поверхностью металлических покрытий, и гальванопластику – образование легко отделяющихся прочных копий различных изделий – так называемых «матриц». К гальванопластике примыкает также гальваностереотипия – метод изготовления копий форм высокой печати – стереотипов (см. ниже).

Согласно изложенному выше, при пропускании тока через электролиты – растворы солей – на отрицательном электроде (катоде) происходит электрокристаллизации металла в результате осаждения ионов металла – катионов. Наряду с выделением металлов на катоде часто выделяется также водород в результате вторичных электрохимических реакций (примеры были приведены выше). Количество осаждаемого металла определяется законом Фарадея. Количество образующегося при этом покрытия (его плотность, прочность сцепления) зависит от большого количества факторов, в основном от режима электролиза (температуры, плотности тока, однородности электролита в ванне и т. д. и состава электролита). Выбор этих параметров процесса определяется исходя из конкретных технологических задач.

Гальваностегия является наиболее распространенным методом гальванотехники. Для придания повышенной устойчивости против коррозии применяются оцинкование, кадмирование, лужение (покрытие оловом), свинцевание; для повышения стойкости к истиранию (механическому износу) применяется железнение и хромирование; в целях защитно-декоративной отделки поверхности применяется хромирование, никелирование, серебрение, нанесение «позолоты» и т. д. Гальваностегия обладает значительными техническими и экономическими преимуществами по сравнению с традиционными методами оцинкования (путем погружения изделия в расплавленный металл), если не требуется повышенная толщина (следует заметить, что излишняя толщина часто неблагоприятно сказывается на качестве покрытия). Например, электролитический способ лужения посуды и тары пищевой жести практически полностью вытеснил традиционный «горячий» метод; при этом достигается значительная экономия олова, поскольку гальваностегия является управляемым процессом, и можно ограничиваться минимальной толщиной покрытия (от 0,2 до 2 мкм), в зависимости от назначения тары. Важнейшим критерием гальваностегического процесса является прочность адгезии осажденного покрытия. Для обеспечения прочного сцепления покрываемая поверхность должна быть тщательно очищена до

начала процесса от всех окисных и жировых пленок; это достигается методами травления и обезжиривания. При нанесении серебряных и золотых декоративных покрытий поверхность должна быть полностью очищена до устранения шероховатости путем шлифовки и полирования. Сущность метода электролитического полирования заключается в том, что при пропускании тока через электролит происходит растворение материала («анодное растворение»); при этом выступающие части – неровности поверхности – растворяются быстрее, в результате чего поверхность выравнивается – полируется. Этот метод обладает рядом существенных преимуществ перед традиционным механическим полированием; в частности, степень достигаемой чистоты поверхности существенно выше, чем при механической обработке, поскольку устраняются мельчайшие неровности без нарушения кристаллической структуры материала. Современный уровень гальваностегии позволяет получать «гладкие» блестящие поверхности, не требующие дальнейшей полировки. Автоматизированные и механизированные агрегаты для нанесения покрытий широко используются в автомобильной и авиационной промышленности, радиотехнике и электронике и многих других отраслях техники.

Одной из разновидностей гальваностегии является электрохимическое оксидирование (или «анодирование») поверхностей, т. е. нанесение защитной оксидной пленки на различные металлические изделия. Слой оксида толщиной от 1 до 200 мкм осаждается из электролита на изделие, являющееся положительным электродом (анодом) при электролизе. Оксидная пленка, полученная электролитическим способом, обладает высокими электроизоляционными качествами, предохраняет металл от коррозии и может служить прочной основой для последующего нанесения, например, лакокрасочных покрытий. Анодирование применяется для повышения коррозионной устойчивости магниевых сплавов, для покрытия деталей радиоэлектронной аппаратуры, изготовленных из тантала, ниобия и других материалов, для декоративной отделки алюминиевых изделий, нанесения эмалеподобного покрытия на изделия из алюминия и его сплавов и т. д.

Гальванопластика имеет менее обширную область технического применения по сравнению с гальваностегией – она используется главным образом в полиграфии при репродуцировании графических изображений. Технология полиграфии включает три основные группы производственных процессов – формные, печатные и отделочные. Формные процессы заключаются в изготовлении «печатных форм» – устройств, формирующих красочный слой в соответствии с подлежащим размножению изображением – оригиналом – с целью последующего переноса этого слоя на воспринимающую поверхность (обычно – на бумагу). Печатные (собственно «полиграфические») процессы состоят в получении «оттисков» с печатной формы, воспроизводящих оригинал. Отделочные процессы завершают цикл изготовления печатной продукции. «Формная» стадия является наиболее ответственной частью полиграфического цикла. Текстовая форма (для воспроизведения текстов)

изготавливается путем набора (ручного или машинного) из типографского шрифта. Для воспроизведения рисунков, чертежей, фотографий и т. д. используются «иллюстрационные» печатные формы. В число ручных способов изготовления этих форм входят многочисленные методы станковой графики.

Широкое распространение получили: гравюра на дереве – ксилография («высокая печать»), резцовая гравюра на металле («глубокая печать»), литография («плоская печать») и др. Используются также фотомеханические методы изготовления иллюстрационных форм – фотоцинкография, автотипия, фототипия и др. В случае одновременного печатания тиража издания на нескольких машинах изготавливают «вторичные формы» с первоначальных («первичных») форм («стереотипия»). Для изготовления точных копий печатных форм (матриц) используются электрохимические методы – гальванопластика и гальваностереотипия. Принципиально процесс гальванопластики не отличается от рассмотренной выше гальваностегии, однако толщина осаждаемого слоя в десятки и сотни раз больше, поскольку к копиям предъявляется требование высокой механической прочности. Для обеспечения возможности легкого снятия копий с оригинала осуществляется специальная подготовка поверхностей (обычно методом оксидирования). В этом отношении применение металлических матриц обладает преимуществами по сравнению с неметаллическими. Кроме того, на металлические матрицы может быть нанесен тонкий промежуточный слой – пленка серебра (толщиной порядка 0,1 мкм) или никеля (до 2 мкм). При погружении в 2–3 % раствор бихромата эти металлы окисляются, что обеспечивает легкость снятия полученных копий. В качестве материала для металлических матриц может использоваться также оксидированный алюминий. При использовании неметаллических матриц необходимо обеспечить электрическую проводимость их поверхности, что обычно осуществляется путем графитирования. Очищенный от примесей мелкочешуйчатый графит с помощью мягких волосяных щеток наносят на поверхность матрицы. При необходимости снятия копий с больших художественных изделий – статуй, барельефов и т. д. – чаще всего используются матрицы из гипса или гуттаперчи; при этом копию изготавливают по частям, которые затем соединяют путем пайки. Гальванопластика используется при изготовлении матриц грампластинок, волноводов и других изделий. При этом наиболее распространенной является медная гальванопластика, менее распространенной – гальванопластика с использованием никеля и железа. В полиграфии применяется гальванотехнический метод изготовления копий (стереотипов) «гальваностереотипия». При этом изготавливается матрица, на которую затем путем электроосаждения наносят слой металла (обычно меди) толщиной 0,25 – 0,30 мм; после достижения нужной толщины копию отделяют от матрицы, и осуществляется финишная отделка. По сравнению с обычным способом – отливки стереотипа – гальваностереотипия обладает значительными преимуществами, в частности, более точным воспроизведением формы оригинала, высокой стойкостью гальваностереотипов из меди – до

250 тыс. оттисков. После нанесения дополнительного покрытия из железа или никеля устойчивость повышается до миллиона оттисков. Обычно метод гальваностереотипии используется для печатания книг с большим числом иллюстраций и многотиражных цветных репродукций.

Техническая реализация гальванотехнических методов отличается большим многообразием используемого оборудования и режимов электролиза. Одним из важнейших факторов при разработке гальванотехнической технологии является рациональный выбор электролита. Электролиты на основе простых соединений (некоторые из них были указаны выше) отличаются простотой технологии и сравнительной дешевизной, а также допускают интенсификацию процесса путем создания высоких плотностей тока, особенно при энергичном перемешивании (обычно потоком воздуха). Простые электролиты широко используются в гальванотехнике. При гальваностегии на изделиях простой геометрической формы использование электролита на основе сернокислого цинка позволяет получить плотность тока электролиза до  $30 \text{ кА/м}^2$  при интенсивном воздушном перемешивании. В гальванопластике с использованием сернокислых электролитов плотность тока обычно ниже; например, для железных ванн она не превышает  $30 \text{ А/м}^2$  (в гальваностегии процесс железнения проводится при плотности тока до  $4 \text{ кА/м}^2$ ). Комплексные электролиты или простые электролиты с добавкой поверхностно-активных веществ (ПАВ) используются, например, в гальваностегии для нанесения однородных (мелкокристаллических) и равномерных по толщине покрытий на изделия сложной конфигурации, имеющие выступы и углубления на поверхности. В частности, при осаждении олова, из электролита на основе сернокислого олова на поверхности образуются отдельные кристаллы, и покрытие получается некачественным. Добавление в электролит некоторых ароматических соединений типа фенола, крезола и др., вместе с небольшой добавкой коллоидных веществ (типа клея, желатина и т. п.), позволяет получить прочное покрытие с хорошим сцеплением. Если же вместо кислого электролита использовать «комплексный» щелочной оловянный электролит, в котором олово присутствует в виде комплексного отрицательного нона  $(\text{SnO}_3)^{4-}$ , то при электролизе в температурном интервале  $65\text{--}70^\circ\text{C}$  получается прочное равномерное покрытие и без применения ПАВ. Это объясняется тем, что в «простых» (кислых) электролитах ионы  $\text{Sn}^{2+}$  в отсутствие ПАВ разряжаются у катода, не создавая заметной поляризации, в то время как сложные ионы разряжаются с задержкой, что оказывает существенное влияние на процесс электрокристаллизации. При покрытии изделий сложной формы используются сложные щелочно-цианистые электролиты или другие комплексные соли цинка. Цианистые электролиты применяются также при кадмировании, серебрении, латунировании, и в других случаях.

Важным фактором при осуществлении технического электролиза является выбор материала и геометрии электродов. Особое значение имеет выбор анода, который должен посылать в раствор ионы, выделяющиеся на покрываемых изделиях, являющихся катодами. Важным требованием является

чистота материала анода, поскольку многие примеси даже в незначительных количествах могут вредно сказаться на качестве и внешнем виде покрытия. В некоторых случаях целесообразно придавать аноду форму изделия, на которое наносится покрытие. При золочении, хромировании, платинировании и других процессах материалом анода является нерастворимый в данном электролите металл или сплав. В процессе электролиза производится корректировка состава электролита, путем введения соответствующих химических соединений в раствор.

Большое влияние на ход и результат процесса электролиза оказывает конструкция электролитической ванны. Используются стационарные ванны с неподвижными изделиями, полуавтоматические ванны, в которых изделия перемещаются определенным образом (например, по кругу), и автоматизированные агрегаты, осуществляющие загрузку, транспортировку и выгрузку обрабатываемых изделий по определенной программе. В качестве материалов для стенок ванн используют химически стойкие материалы типа керамики, эмалированного чугуна, стали (футерованной свинцом или пластиком), органического стекла и т. д.; емкости больших ванн достигают 10 м<sup>3</sup> и более. Ток электролиза создается в ванне с помощью кремниевых или селеновых выпрямителей и регулируется многоступенчатыми трансформаторами. Во многих научных исследованиях, например, при физическом моделировании электрических полей в электронных лампах, при изучении электродных процессов, очистке веществ в лабораторных масштабах и т. п. применяются малые ванны для электролиза – «электролитические ячейки» – различных конструкций.

При электрохимических исследованиях, помимо рабочего (исследуемого) и вспомогательного (поляризующего) электродов, в ячейку вводят еще «электрод сравнения» и другие дополнительные (например, индикаторные) электроды. Электролитические ячейки являются элементами промышленных аппаратов – «электролизеров». Конструкции этих аппаратов весьма разнообразны и зависят от назначения. При электрохимическом синтезе нестойких кислородных соединений электролитические ячейки конструируются для работы при низких температурах и снабжаются устройством для охлаждения электродов и электролита. В производстве алюминия, кальция и других металлов путем электролиза расплава электролизеры, напротив, функционируют при весьма высоких температурах. Так называемые «монополярные» электролизеры содержат одну электролитическую ячейку с электродами одной полярности, в то время как «биполярные» аппараты могут содержать более 100 ячеек, включенных в цепь питания последовательно, при этом каждый электрод (за исключением двух крайних) работает одной стороной как анод, а другой – как катод. Для изготовления анодов электролизеров используют графит, платину, свинец, титан (с покрытием из смеси окислов титана и рутения), а также многочисленные сплавы; катоды обычно изготавливаются из стали. В ряде случаев электролизеры работают под высоким давлением; например,

разложение воды проводится под давлением до 40 атмосфер ( $4 \text{ МН/м}^2$ ). Сила тока («нагрузка») электролизеров, особенно биполярных, достигает 2 мА.

Рассмотрим некоторые конкретные примеры использования гальванически нанесенных покрытий. Платинирование металлических изделий (толщина покрытия – до 5 мкм) осуществляется с целью повышения антикоррозионной стойкости, коэффициента отражения («зеркального блеска»), механической износостойкости, а также для стабилизации контактного электросопротивления (в коммутационной аппаратуре). Нанесение покрытия осуществляется при электролизе фосфатных электролитов, содержащих соли платины. При этом в качестве анодов обычно используют тонкие платиновые листы, практически не растворяющиеся в процессе электролиза. Платинирование широко распространено в производстве химической аппаратуры и лабораторного оборудования, платинирование титановых электродов для изготовления перекиси водорода, платинирование медных контактов и других узлов электроаппаратуры, молибденовой проволоки для электронных газоразрядных трубок, для различных целей в ювелирной и часовой промышленности и т. д. Термином «платинирование» иногда называют также процесс пропитки гранул глинозема платинохлористоводородной кислотой с последующим восстановлением платины. Платинированный глинозем используют как катализатор в химической промышленности, например, при переработке нефтяных продуктов – «риформинге» – с целью получения высокооктановых бензинов и ароматических углеводородов (бензинов с октановым числом 90–95 и т. д.).

Золочение различных изделий и конструкций (в том числе архитектурных с декоративными целями) было известно еще в глубокой древности. При этом наибольшее распространение вначале получил «листовой» метод – наклеивание на поверхность изделия тончайших золотых лепестков; такой способ применялся для золочения куполов церквей, крыш, шпилей дворцов, статуй, деталей интерьера и т. д. В настоящее время нанесение золотых покрытий, обычно с толщиной до 3 мкм, осуществляется исключительно гальваническим методом – осаждением золота из раствора дицианоаурата  $\text{KAu(CN)}_2$ . При этом получают весьма стойкие к агрессивным средам покрытия с большой тепло и электропроводностью и красивым внешним видом. Они используются в ювелирном деле, часовой промышленности, в аппаратостроении – для покрытия контактов в коммутационных приборах и устройствах и т. д. В особо ответственных случаях применяют покрытия толщиной до 25 мкм, в других случаях оказывается достаточным нанесение «позолоты» – слоя с толщиной порядка 0,1 мкм. Разумеется, во всех случаях ищут возможности замены золота другими металлами (см. ниже).

Серебрение поверхностей путем нанесения покрытий толщиной от нескольких десятых мкм примерно до 30 мкм применяется, в частности, в тех же целях, что и золочение, в ювелирном деле, в электроаппаратостроении и т. д. Кроме того, серебряные покрытия применяются для защиты от коррозии аппаратов пищевой промышленности, столовых приборов и посуды, для

повышения отражательной способности рабочей поверхности световых приборов (автомобильных фар, прожекторов и зеркал), для повышения сопротивления механическому износу (например, при изготовлении стальных подшипников), а также в качестве вспомогательных слоев при нанесении покрытий других благородных металлов. Обычно осаждение серебра осуществляется гальваническим способом из цианистых электролитов, что обеспечивает высокое качество покрытий (безцианистые электролиты, содержащие комплексные ионы серебра, используются редко). Однако применяются и другие методы – химическое осаждение (путем восстановителей – формальдегида, виноградного сахара и т. д.), конденсация паров серебра в вакууме, катодное распыление и т. д. Особую роль играет серебрение деталей схем в технике высоких частот (этот вопрос будет рассмотрен в связи с явлением «скин-эффекта»). Отметим, что в лабораторных условиях при наличии невысоких требований к качеству покрытия серебрение легко осуществляется путем погружения небольшой электрической детали (например, катушки или провод) в отработанный проявитель примерно на час или больше.

С целью повышения коррозионной стойкости и сопротивления истиранию, жаростойкости, твердости и т. д. в машиностроении широко применяется хромирование – нанесение слоев хрома толщиной от 1 мкм до 1 мм, в зависимости от поставленной цели. Обычно хромирование осуществляется гальваническим способом; при этом используются кислые электролиты (хромовая и серная кислоты), нейтральные (хромовая кислота и сульфат хрома) и основные электролиты (хромовая кислота, сульфат и хромат хрома). Хромовые покрытия обладают очень высокой химической стойкостью благодаря способности хрома к пассивированию. Обычно их наносят на изделия из чугуна и стали, а также из сплавов на основе меди, цинка, алюминия и никеля. Тонкие «чисто хромовые» покрытия обладают значительной пористостью, поэтому во избежание нанесения толстых слоев хрома применяют трехслойные защитно-декоративные покрытия медь-никель-хром, в которых толщина слоя хрома не превышает 1 мкм. Хромовое покрытие, нанесенное на заранее отполированную поверхность, имеет зеркальный блеск и серебристый цвет, т. е. высокое декоративное качество. Поэтому нанесение хрома позволяет, наряду с усилением защиты от коррозии, значительно улучшить также и внешний вид изделия. В этих целях применяется хромирование деталей автомобилей, велосипедов, трамвайных и железнодорожных вагонов, измерительных приборов, вычислительных и пишущих машин и другой оргтехники, корпусов часов, арматуры для водо-, паропроводов, медицинских инструментов; полупрозрачные хромовые покрытия используются для изготовления светозащитных очков. Для повышения механической твердости и износостойкости хромированию подвергаются многие детали машин, особенно работающие в условиях интенсивного истирания – цилиндры двигателей внутреннего сгорания, поршневые кольца, калибры и т. п., причем в этих случаях толщина покрытия

зачастую превышает 1 мм. В отдельных случаях создается пористое хромовое покрытие, хорошо удерживающее смазку; это достигается путем специальной анодной обработки хромированных деталей. Наряду с гальваническим методом, применяется «диффузионное» хромирование из твердой, паровой, газовой или жидкой фаз. Это позволяет удешевить процесс хромирования и повысить качество покрытий, а также способствует охране окружающей среды (ввиду отсутствия сливов электролитов в канализационную сеть). Диффузное хромирование, в целях придания изделиям стойкости в газовой среде, содержащей серу и ванадий (до 1000 °С), а также устойчивости к агрессивным средам ( $H_2O_2$ ,  $HNO_3$ ,  $NaCl$ ), износостойкости, жаропрочности, усталостной долговечности и других специальных свойств, широко используется в машиностроении (особенно для покрытия деталей из стали и сплавов на основе никеля, молибдена, ниобия и др.). Толщина покрытия при этом достигает 3 мм.

В основном для тех же целей – защиты от коррозии, повышения износостойкости и придания красивого внешнего вида – применяется никелирование изделий, преимущественно из стали и сплавов цветных металлов ( $Cu$ ,  $Zn$ ,  $Al$ ), а также из  $Mg$ ,  $Ti$ ,  $W$ ,  $Mo$  и их сплавов; никелируются также неметаллические поверхности (стекло, фарфор, керамика). Толщина покрытия составляет от 1–2 до 40–50 мкм. Наиболее распространенным способом никелирования является гальваническое осаждение из сернокислых электролитов; при этом обычно образуется «матовое» покрытие. Для создания «блестящего» покрытия в электролит добавляются специальные «блескообразователи». Для создания безпористых никелевых покрытий используют многослойные покрытия, например,  $Cu-Ni$  или  $Cu-Ni-Cu$  (особенно на стальных деталях). Химическое осаждение путем восстановления никеля из его солей позволяет улучшить качество покрытия, но является более дорогостоящим процессом. Иногда никелирование применяют в сочетании с хромированием, поскольку слой хрома является обычно более стойким и предохраняет лежащий под ним слой никеля от преждевременного ухудшения. Никелированию подвергают детали автомобилей и велосипедов, химической и медицинской аппаратуры, измерительных инструментов, множество предметов домашнего обихода (вплоть до дверных ручек), клише и стереотипы в полиграфии и т. д.

Наряду с приведенными выше типичными примерами, применяются и многочисленные другие процессы гальваностегии и гальванопластики (например, меднение, железнение, особенно в полиграфии, и т. д.). Цели и средства при этом остаются в основном теми же, что были указаны выше. Более детальное изложение этих областей гальванотехники можно найти в обширной специальной литературе.

#### 4.5 Коррозия металлов

Явление разрушения металлов в результате воздействия агрессивных («коррозионных») окружающих сред называется коррозией. Оно представляет



собой основной фактор, ограничивающий долговечность металлических изделий и полупродуктов. Около 1,5 % металлической продукции, произведенной в мире, теряется ежегодно вследствие коррозии. Прямые убытки от коррозии (затраты на замену вышедшего из строя в результате коррозии оборудования) огромны, косвенные убытки (от аварий и простоев, вызванных коррозией) с трудом поддаются учету. Поэтому разработка мероприятий по защите от коррозии, основанная на глубоком понимании ее физических причин и механизмов, имеет большое народнохозяйственное значение.

По геометрическому характеру коррозионного поражения различают сплошную (общую), местную в виде пятен, язв и точек – «питтинговая» коррозия, – а также (интеркристаллитная и транскристаллитная коррозия), избирательную и другие виды коррозии. Сплошная коррозия, захватывающая всю поверхность металла, имеет место в газах и агрессивных электролитах (кислотах); она может быть равномерной или неравномерной, при которой глубина разрушения в разных местах поверхности различна. Язвенная коррозия обычно наблюдается в нейтральных электролитах; питтинговая коррозия поражает металлы, образующие на поверхности плотные слои окислов, например, алюминий, нержавеющую сталь и т. п. При этом образование окисной пленки может, в конце концов, привести к остановке коррозии. Наиболее опасной является межкристаллитная коррозия, разъедающая поликристаллический металл по границам зерен; она не заметна при визуальном наблюдении и обнаруживается лишь специальными методами. Если коррозионная трещина пересекает отдельные зерна, то говорят о «транскристаллитной» коррозии. В обоих случаях коррозия, следы которой не видны невооруженным глазом, может приводить к полной потере прочности и разрушению металлической конструкции. Особой разновидностью коррозии является «ножевая» коррозия, разрезающая металл вдоль сварного шва в особо агрессивных жидкостях. При избирательной коррозии в поражаемом ею сплаве избирательно растворяются отдельные компоненты твердых растворов; к таким процессам относится «обезцинкование» латуней (сплавов меди с цинком). Развитие поверхностного повреждения может служить началом «надповерхностной» коррозии, при которой распространение поражения вглубь металла проявляется в виде вздутия и отслаивания поверхностного слоя металла. Скорость распространения коррозии обычно выражают глубиной проникновения коррозии (мм/год) или снижением предела прочности металла в результате коррозии.

Различают два основных типа коррозии – химическую и электрохимическую, физико-химические механизмы которых существенно разнятся. Химическая коррозия не сопровождается переносом электрических зарядов: в результате разрыва металлической связи атомы металла вступают во взаимодействие с агрессивным компонентом коррозионной среды. Обычно такая коррозия имеет место в неэлектролитах – в газах и непроводящих жидкостях, например, в сухих газах при высокой температуре, в безводных маслах, нефти и т. д. Продукты коррозии непосредственно выделяются на

поверхности металла, поэтому скорость коррозии определяется физическими свойствами образующихся пленок, в частности, коэффициентом диффузии частиц металла и агрессивного компонента – окислителя – через пленку или же скоростью испарения, растворения или растрескивания пленки. Для формирования сплошной окисной пленки, препятствующей дальнейшему развитию коррозии, необходимо, чтобы объем образующегося соединения был больше объема металла, из которого оно образовалось. Если же имеет место обратная ситуация (например, *Pb*, *Cs*, *Ca*, *Mg*), то сплошные коррозионные пленки не формируются; при этом наблюдается линейный рост толщины пленки  $\delta$  со временем  $\tau$ . Подобная «линейная» коррозия наблюдается на поверхности *V*, *Mo* и *W*, которые образуют неустойчивые, легко испаряющиеся пленки при высоких температурах. Если же указанное выше условие соблюдается, то зависимость величины от времени коррозии является менее крутой, рост  $\delta$  – по закону  $\delta \sim \sqrt{\tau}$  или  $\delta \sim \ln \tau$ .

Электрохимическая коррозия обычно имеет место в электролитах (кислоты, щелочи, морская вода, растворы солей) и сопровождается переносом электрического заряда. При контактировании поверхности металла с электролитом ионы металла взаимодействуют с ионами раствора. На границе металла имеет место переход ионов металла в раствор благодаря притяжению со стороны полярных молекул растворителя, (например, воды) как было описано выше (анодный процесс). При этом в металле остаются свободные электроны, и он заряжается отрицательно; переход в раствор около 1 % поверхностных атомов приводит к отрицательному сдвигу потенциала металла примерно на 1 В. В результате на границе металла образуется двойной электрический слой, препятствующий выходу ионов металла. Однако наряду с указанным выше анодным процессом на металлах протекают и «катодные» процессы – восстановление различных компонентов коррозионной среды с присоединением электронов (например, восстановление водорода, кислорода и т. д.). Поэтому «жесткость» двойного электрического слоя снижается, и ионы металла продолжают поступать в раствор, т. е. продолжается процесс коррозии. Таким образом, скорость коррозии определяется сопряженными анодно-катодными реакциями. В кислых средах преимущественно катодной реакцией является восстановление водорода («водородная деполяризация»), а в нейтральных и щелочных средах – восстановление кислорода («кислородная деполяризация»). Эти электрохимические реакции могут быть заморожены путем изменения состава металла (легирования) или же электролита (введением специальных добавок).

Анодный и катодный процессы находятся в состоянии «динамического баланса». Электроны, остающиеся после ухода катионов металла, сообщают металлу отрицательный заряд, что тормозит анодную, но ускоряет катодную реакцию, в свою очередь, катодный процесс способствует уменьшению отрицательного заряда металла и тем самым «самозатормаживается», но при этом ускоряет анодную реакцию. Таким путем осуществляется

саморегулирование отрицательного заряда металла и его отрицательного «электродного потенциала». Графически процесс коррозии представляют анодными и катодными «поляризационными кривыми» на «коррозионной диаграмме»; эти кривые показывают зависимость электродного потенциала от скорости выхода электронов катодов с поверхности металла в электролит (обычно выраженный через логарифм плотности тока) и могут иметь сложный вид. Точке пересечения анодной и катодной поляризационных кривых соответствует «стационарный потенциал» металла. Скорость коррозии зависит от величины потенциала сложным образом.

На идеально однородной поверхности металла катодная и анодная реакции могут протекать в одной и той же точке с равной вероятностью на всех участках поверхности; в этом случае имеет место «гомогенно-электрохимическая» коррозия. В действительности на поверхности металла всегда имеются различного типа неоднородности, в результате чего возникает пространственное разделение анодного и катодного процессов – они локализуются в наиболее энергетически выгодных для себя точках. В этом случае говорят о «гетерогенно-электрохимической» коррозии. При этом весь процесс коррозии можно наглядно представить как результат действия коррозионных «гальванических элементов», в которых участки поверхности, обладающие в данном электролите положительным потенциалом, являются «катодами», а с отрицательным потенциалом – «анодами». Вследствие химических и физических неоднородностей поверхности образуются «микроскопические» катодные и анодные участки – «микроэлементы». По ряду причин могут возникнуть коррозионные элементы больших размеров – «макроэлементы». Это имеет место, например, при «контактной» коррозии в месте контакта двух разнородных металлов; при этом разрушается металл с отрицательным потенциалом, который становится анодом. Наиболее напряженные участки строительных конструкций также часто становятся анодами и подвергаются коррозии. Может также оказаться, что к различным участкам поверхности металла кислород поступает неравномерно; тогда участок, на который поступает избыток кислорода, становится катодом по отношению к смежным участкам, которые, будучи анодами, быстро разрушаются в результате коррозии. Наличие щелей и зазоров, в которых затруднен обмен электролита, способствует развитию «щелевой» коррозии, особенно на пассивирующихся металлах типа алюминия и нержавеющей стали. Общий ток коррозии при гетерогенном механизме равен

$$I_k = \sum I_{kэ}, \quad (4.35)$$

где

$$I_{kэ} = \frac{(\varepsilon_k^0 - \varepsilon_a^0)}{(R + P_a + P_k)}, \quad (4.36)$$

здесь  $I_{kэ}$  – коррозионный ток микро и макроэлементов,  $\varepsilon_k^0$  и  $\varepsilon_a^0$  – начальные потенциалы катодного и анодного участков коррозионного элемента,

соответственно,  $P_a$  и  $P_k$  – «поляризационные сопротивления» этих участков,  $R$  – сопротивление коррозионной среды. Эта формула указывает зависимость скорости коррозии от электрохимических параметров, которые в свою очередь, зависят от условий протекания коррозионного процесса.

Изменение внешних факторов может существенно повлиять на скорость коррозии. Изменение состава среды может ускорить или же замедлить коррозию. Например, введение ионов  $Cl^-$  вызывает в ряде случаев разрушение защитной поверхностной пленки на поверхности, что приводит к ускорению коррозии. Аналогичным образом влияют ионы металлов с переменной валентностью, например,  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ , ускоряющие катодную реакцию. Напротив, многие другие вещества являются ингибиторами (замедлителями) коррозии. Большое значение имеет величина концентрации водородных ионов (величина pH, играющая важную роль в физической химии). В случае коррозии в газовой среде или в кислотах повышение температуры обычно вызывает ускорение коррозионного процесса. В нейтральных средах при кислородной деполяризации (см. выше) повышение температуры способствует снижению растворимости кислорода и замедлению катодного процесса; при свободном удалении кислорода скорость коррозии падает. Если же кислород не может свободно уходить из электролита (герметичные системы), то скорость коррозии возрастает с температурой, однако сравнительно медленно. Движение коррозионной среды при малых скоростях обычно существенно усиливает коррозию благодаря отводу ее продуктов из зоны реакции; однако значительное повышение скорости движения может даже вызвать замедление коррозии. Если же скорость достигает значений, при которых разрушается поверхностный слой металла, то коррозия резко усиливается («эрозийная» коррозия). Наличие внутренних механических напряжений в металле вызывает усиление коррозии («коррозия под напряжением»). Коррозию подземных трубопроводов, оболочек кабелей и других коммуникаций могут вызывать так называемые «блуждающие токи», которые концентрируются на металлах с высокой (по сравнению с грунтом) электропроводностью; при этом место входа тока в металл является катодом, а место ухода тока в землю – анодом, где и происходит интенсивная коррозия. В качестве других специфических случаев коррозионного повреждения металлов следует отметить «морскую» коррозию под действием морской воды, содержащей многие растворенные соли, особенно, «коррозионную усталость» при знакопеременных (циклических) нагружениях, проявляющуюся в резком снижении предела усталости металла при наличии агрессивной среды, «кавитационную» коррозию, возникающую при обтекании металла коррозионной средой, в которой имеет место возникновение и «захлопывание» мелких пустот («пор»), создающее гидравлические удары на поверхности металла, «фреттинг-коррозию» в местах контакта плотно сжатых (подвижных или неподвижных) деталей при наличии вибраций, и т. д. Существующие конструкционные материалы резко отличаются по своей устойчивости по отношению к коррозии. Она оценивается по скорости проникновения коррозии, т. е. по величине одностороннего утоньшения

металла, как уже упоминалось выше. По существующей 10-бальной оценочной шкале к «совершенно стойким» (1 балл) относятся материалы со скоростью коррозии до 0,001 мм/год. При скорости до 0,01 мм/год (2 и 3 балла) материал относят к весьма стойким, до 0,1 мм/год (4 и 5 баллов) – к «стойким». Материалы «с пониженной стойкостью» (6 и 7 баллов) имеют скорость коррозии до 1,0 мм/год, «малостойкие» (8 и 9 баллов) – до 10 мм/год. При скорости коррозии свыше 10 мм/год (10 баллов) материал считается «нестойким».

Очень устойчивы к коррозии в газах жидких средах благородные металлы – золото, платина. В кислых средах (например,  $HNO_3$ ) коррозионностойкими являются хромоникелевые и хромистые нержавеющие стали, например, хромоникелевая аустенитная нержавеющая сталь с 0,35–0,8 % титана, который вводится для устранения интеркристаллитной коррозии. Никель, содержащийся в этой стали (9–11 %), является дефицитным и дорогостоящим элементом, поэтому во многих других нержавеющих сталях он заменен марганцем. Высокой коррозионной стойкостью обладают стали с добавкой хрома. Железо и низколегированные стали обладают хорошей стойкостью к концентрированным азотной и серной кислотам. В природных водах (пресной и морской) при температурах ниже 100 °С удовлетворительной коррозионностойкостью обладают медь и ее сплавы (бронза, латунь), а также алюминий и алюминиевые сплавы.

Как уже указывалось выше, мероприятия, направленные на борьбу с коррозией конструкционных материалов, особенно металлов и сплавов, имеют огромное народнохозяйственное значение. В настоящее время в арсенале современной техники антикоррозионной защиты уже имеется значительное количество способов устранения или значительного замедления коррозии металлов.

Одним из наиболее распространенных методов защиты от коррозии является нанесение металлических (и неметаллических) покрытий, о чем уже упоминалось выше; при этом покрытия могут быть как анодными, так и катодными по отношению к защищаемому металлу. «Анодные» покрытия снижают скорость коррозии металла в порах защитного слоя, в то время как «катодные» покрытия могут вызвать обратный эффект, однако они используются в целях повышения механической износостойкости и твердости металла, причем для повышения коррозионной стойкости применяются дополнительные покрытия. Обычно используются гальванические методы осаждения, описанные выше, но во многих случаях применяют и химическое осаждение защитных слоев – восстановление металлов из водных растворов солей, «горячий» способ нанесения покрытий из расплавов олова, цинка и алюминия (особенно на высокопроизводительных автоматических линиях лужения, цинкования и т. д.). В технике используются также комбинированные химические + гальванические способы нанесения защитных покрытий, что позволяет существенно повысить качество антикоррозионной защиты. Помимо гальванических способов нанесения покрытий описанных выше, применяются

также плазменное напыление слоев (см. гл. 5) и осаждение из газовой фазы, а также конденсация паров металла в вакууме на защищаемую поверхность (например, слоев алюминия, кадмия и других металлов).

Помимо металлических покрытий, в целях защиты от коррозии используются также окисные, фосфатные, хроматные и другие неорганические соединения, которые, в частности, служат для повышения качества гальванических металлических покрытий. Наиболее распространенным технологическим процессом этого типа является эмалирование, особенно часто применяемое при изготовлении бытовых изделий. Лакокрасочные покрытия обладают рядом преимуществ – экономичностью, восстанавливаемостью и т. д. Пластмассовые защитные покрытия из полиэтилена, полиизобутилена, фторопласта, нейлона, поливинилхлорида и т. д. обладают высокой коррозионной стойкостью в водной, кислотной и щелочной средах и могут быть использованы для футеровки химических аппаратов и электролитических ванн. Полимерные компаунды широко используются для заливки различных радиодеталей и ПРА, в частности, в светотехнике. Для защиты подземных трубопроводов служат битумные и асфальтовые покрытия и эмали.

Для защиты от электрохимической коррозии часто используют легирование металлов с целью образования защитной окисной пленки на поверхности металла. Для защиты от коррозии в морской воде применяется дополнительное легирование молибденом, а в окислительных агрессивных средах – легирование титаном.

Одним из методов снижения коррозии является специальная термическая обработка с целью снижения структурной неоднородности, обуславливающей селективную (избирательную) коррозию, и снятие внутренних механических напряжений, способствующих коррозии (см. выше, «коррозия под напряжением»).

Этот способ антикоррозионной защиты наиболее широко применяется для аустенитных нержавеющей сталей без добавок ниобия и титана и других видов низколегированных и нержавеющей сталей.

Важным средством борьбы с коррозией является введение в агрессивную среду так называемых «ингибиторов коррозии», создающих на поверхности металла защитную адсорбционную пленку, препятствующую электродным (катодным и анодным) процессам. Они используются для удаления окалина при травлении металлов, для защиты энергетического оборудования, при добыче и переработке нефти и газа, в бытовом и промышленном водоснабжении, в охлаждающих системах производственного оборудования и транспортных средств (двигателей внутреннего сгорания), для защиты машиностроительных деталей от атмосферной коррозии и т. д. Особое значение имеет применение ингибиторов при хранении, консервации и транспортировке деталей машин. «Анодные» ингибиторы коррозии (окислители типа хроматов и нитритов) широко используются в авиационной, нефтеперерабатывающей и химической промышленности; их введение способствует переводу металла в термодинамически устойчивое («пассивное») состояние. «Катодные»

ингибиторы гидрозии (соли мышьяка и висмута или сульфит натрия), связывающие растворенный в воде кислород, и другие вещества, поглощающие «катодные деполяризаторы», (см. выше) используются, в частности, для антикоррозионной защиты котельной аппаратуры. Применяются также и «смешанные» (анодно-катодные) ингибиторы. Для защиты от атмосферной коррозии широко применяются «летучие» ингибиторы, пары которых адсорбируются на поверхности металла. Часто такие «атмосферные» ингибиторы вводят в упаковочные материалы. В частности, для защиты черных металлов применяют нитрит дициклогексиламмония, карбонат циклогексиламмония и т. д.; для защиты черных металлов в сочетании с цветными используют смеси солей нитро- и динитробензольной кислот с аминами. Химические ингибиторы, служащие для предотвращения коррозии, вводятся также в топливо, смазки и полимерные покрытия. Часто в масла и смазки добавляют окислительные нефтепродукты, нитрованные масла, амины, нитриты и другие вещества. Для торможения окисления металлов атмосферным кислородом служат специальные ингибиторы окислительных реакций – «антиокислители». Для устранения влияния некоторых металлов, снижающих эффект введения ингибиторов в топливо и масла, в топливо вводят так называемые «дезактиваторы» металлов, например, салицилдиены и др. Ингибиторами окислительных реакций обычно служат фенолы, ароматические амины, сернистые и другие соединения. Следует отметить, что ингибиторы окислительных реакций используются не только в целях антикоррозионной защиты металлов, но также и в пищевой промышленности, например, пряности типа шалфея, тмина и др., пряности не только препятствуют окислению пищевых продуктов, но и придают им пряный запах. Ингибиторы, т. е. вещества, замедляющие ту или иную химическую реакцию, используются также в технике полимеризации в биологии (для угнетения активности ферментов) и т. д.

Важное место в системе мероприятий по борьбе с коррозией занимает рациональное конструирование, направленное на устранение наиболее «слабых» (в отношении коррозии) мест (щелей, зазоров и т. п.), контактов разнородных материалов (см. выше, «контактная» коррозия), а также на изоляцию и устранение ударных воздействий среды на конструкцию. Особое

место в современной технике защиты от коррозии подземных трубопроводов занимают электрохимические методы – «катодная» или «протекторная» защита. Сущность этих методов иллюстрируется рисунком 4.3. При «катодной» защите (рис. 4.3, а) сильное замедление анодного процесса растворения металла обуславливается катодной

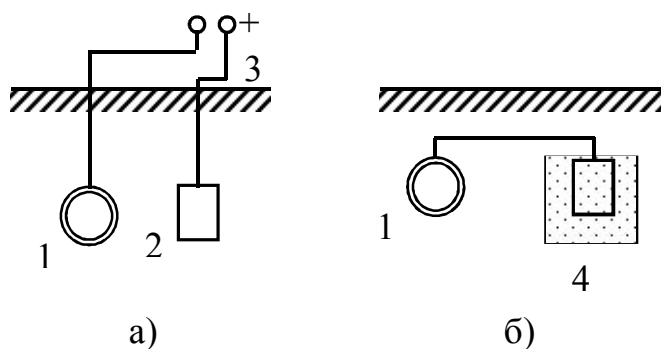


Рисунок 4.3

поляризацией внешнего источника тока («катодная защита»). При этом защищаемый трубопровод (1) соединяется с отрицательным полюсом внешнего источника постоянного тока (3) и служит катодом, а в качестве анода обычно служат куски железного лома (2). При «протекторной» защите замедление анодного процесса достигается за счет контактирования с «более отрицательным» электродом, который служит анодом по отношению к защищенному металлу (рис. 4.3, б). Для железа «предохранительная засыпка» (4) обычно состоит из сульфатов *Mg*, *Na* и т. д.

Существуют и другие методы защиты от коррозии, которые детально описаны в специальной литературе. Здесь упомянем лишь горячую и термическую обработку легкоокисляющихся металлов с целью защиты от «газовой» коррозии, для этой цели используют также «защитные атмосферы» (сварка металлов и т. д.). Более подробно некоторые из этих вопросов будут рассмотрены ниже, в гл. 10.

Помимо описанных в этой главе технических приложений электрохимии, имеется также и ряд других, весьма перспективных направлений. К ним относятся, в частности, электрохимические методы анализа (потенциометрия, вольтамперметрия, кулонометрия, кондуктометрия, диэлектрометрия и т. д.), изучение биохимических процессов распространения нервного импульса, зрительного восприятия и т. д. Изложение этих вопросов выходит далеко за рамки данной книги.



## ГЛАВА 5. ТОК В ГАЗАХ

### 5.1 Виды газовых разрядов

В отличие от металлов и электролитов, газы в нормальном состоянии являются хорошими изоляторами. Например, в сухом воздухе электрическое поле с напряженностью до 3 МВ/м не вызывает появления заметного тока. Однако под влиянием различных внешних воздействий газ может стать проводником. К таким воздействиям относятся, например, пучок быстрых заряженных частиц, ионизирующее космическое излучение, световой луч, рентгеновские и гамма-лучи. Возникновение проводимости газа под влиянием этих внешних факторов объясняется ионизацией молекул (атомов) газа, т. е. отщепление электрона от нейтральной или ранее ионизированной молекулы (атома). В результате каждого такого акта ионизации образуется пара «электрон – положительный ион» («однозарядный» или «многозарядный»). В газах, молекулы которых обладают «сродством к электрону», может эффективно протекать процесс захвата электрона нейтральной молекулой («прилипание» электрона), в результате чего в газе появляется отрицательно заряженные ионы (например,  $O_2^-$ ). Факторы, вызывающие ионизацию газа, называются «внешними ионизаторами». При создании электрического поля возникает направленный «дрейф» положительных ионов к катоду и электронов и отрицательных ионов к аноду, т. е. электрический ток в газе – «газовый разряд».

Сущность процесса ионизации заключается в «неупругом» столкновении быстрой частицы – электрона, фотона («частицы света») или положительного иона – с нейтральным атомом, причем часть кинетической энергии «ударяющей» частицы переходит во внутреннюю энергию атома. Если эта часть достаточна для разрыва связи электрона с атомом, т. е. превышает «энергию ионизации» атома, то происходит отщепление электрона. Ионизация быстрыми электронами обычно называется «ударной ионизацией», а световым излучением – «фотоионизацией». Эти два процесса обычно играют ведущую роль в создании и поддержании газового разряда. При очень высоких температурах (например, под воздействием пламени) существенную роль может играть «термическая» ионизация, при которой отщепление электронов осуществляется за счет кинетической энергии атомов. Ионизация под действием быстрых тяжелых частиц (атомов, молекул и ионов) существенна лишь при очень высоких энергиях частиц и в газовом разряде, как правило, играет незначительную роль. Энергия ионизации газа  $\varepsilon_i$  является важнейшим параметром, определяющим многие характеристики газового разряда (см. ниже, п. 5.2.). Для различных газов и паров металлов она варьирует в широких пределах; например, для гелия  $\varepsilon_i = 4,5$  эВ ( $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж), для паров ртути  $\varepsilon_i = 10,4$  эВ, для паров калия  $\varepsilon_i = 4,3$  эВ, и т. д.

При столкновении положительного иона с электроном, а также положительного иона с отрицательным, может произойти обратный по

отношению к ионизации процесс «рекомбинации», т. е. присоединение электрона к положительному иону, переход электрона от отрицательного иона к положительному. В обоих случаях происходит «деионизация» газа – образование нейтральных атомов (молекул). Рекомбинация может происходить непосредственно в объеме газа – «объемная ионизация». Однако такой процесс играет существенную роль в газовом разряде лишь при высоких концентрациях заряженных частиц. В слабо ионизированном газе рекомбинация, как правило, является «поверхностной» и имеет место вблизи стенок разрядного сосуда. Электроны и ионы непрерывно поступают к стенкам в результате процесса «амбиполярной диффузии», т. е. совместной диффузии частиц обоих знаков под действием градиента их концентрации (у стенок разрядного сосуда эта концентрация всегда значительно ниже, чем в центральных областях разряда, из-за эффективного протекания процесса «пристеночной» рекомбинации). При фиксированной мощности внешнего ионизатора в газе устанавливается равновесие между процессами ионизации и деионизации, при котором число актов ионизации и обратного процесса – рекомбинации – в единицу времени одинаково, при этом устанавливается равновесная концентрация заряженных частиц и определенная «равновесная» электропроводность газа. Поскольку при ионизации атома затрачивается определенная энергия, то при обратном процессе – рекомбинации – эта энергия высвобождается, как правило, в виде световой энергии, т. е. возникает «рекомбинационное свечение» разряда. При определенных условиях этот процесс может играть определяющую роль в излучении газового разряда.

Как уже упоминалось выше, движение ионов и электронов в газе под действием электрического поля носит характер «дрейфа», это означает, что траектория движения отдельной частицы от одного электрода к другому не является прямолинейной. При своём движении под действием сил поля ионы газа испытывают соударения с нейтральными атомами, и при каждом столкновении приобретают «неупорядоченную» составляющую скорости, складывающуюся с направленной составляющей. В результате направленное движение ионов замедляется, что эквивалентно появлению «силы трения», препятствующей движению ионов к электроду. При увеличении напряженности поля скорость направленного «дрейфа» ионов и электронов  $\mathcal{V}_d$  возрастает, причем ввиду наличия указанной «силы трения»  $\mathcal{V}_d$  оказывается пропорциональной напряженности поля  $E$ :

$$\mathcal{V}_d = bE. \quad (5.1)$$

Величина  $b$  называется «подвижностью» заряженных частиц в газе и по своей природе аналогична подвижности электронов в металлах (см. гл. 7). Соотношение (5.1) имеет место в разряде в так называемом «диффузионном» режиме, когда «длина свободного пробега»  $\bar{\lambda}$  заряженных частиц, т. е. расстояние, которое они проходят между двумя последовательными столкновениями, значительно меньше расстояния между электродами. Величина  $\bar{\lambda}$  приближенно определяется соотношением

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n_a \bar{Q}_d}, \quad (5.2)$$

где  $n_a$  – концентрация нейтральных атомов (молекул) газа,  $\bar{Q}_d$  – «дифференциальное свечение» столкновения заряженной частицы с нейтральной, характеризующее «эффективную площадь» столкновения (подробнее см. т. III).

Поскольку  $n_a = \frac{P}{KT}$ , где  $P$  – давление,  $T$  – температура газа,  $K$  – постоянная Больцмана, то  $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{P}$ . Подвижность заряженных частиц при не слишком большой их концентрации пропорциональна  $\bar{\lambda}$ . Поскольку увеличение  $\bar{\lambda}$  означает ослабление «сопротивления трения» и возрастание подвижности, поэтому в широком интервале давлений газа  $b \sim \frac{1}{P}$  или

$$bP = const. \quad (5.3)$$

Подвижность положительных ( $b_+$ ) и отрицательных ( $b_-$ ) ионов в газах обычно существенно различна (обычно  $b_- > b_+$ ). Обычный порядок величины  $b$  при атмосферном давлении  $1 \left( \frac{cm^2}{B \cdot c} \right)$ . Для измерения подвижности ионов в газах существуют различные экспериментальные методы, описанные в специальной литературе.

При снижении давления длина свободного пробега заряженных частиц в газе возрастает и при давлениях порядка 1 Па и ниже может превысить расстояние между электродами в разрядном сосуде. В этих условиях свободные электроны и ионы, возникающие в газе, движутся почти свободно (как в «вакууме») к соответствующим электродам, образуя направленные пучки, называемые «катодными» лучами (см. ниже). Обычно движение заряженных частиц в газах носит более сложный характер. Помимо указанного «дрейфового» направленного движения под действием сил поля, возможно также «диффузионное» движение ионов в результате возникновения градиентов концентрации  $\frac{dn}{dx}$  в газоразрядном промежутке (ось  $X$  направлена по оси разрядной трубки). В процессе диффузии через единичную площадку в единицу времени переносится некоторый заряд, величина которого характеризует плотность диффузионного тока  $j_D = -qD \frac{dn}{dx}$ , где  $q$  – величина заряда иона (положительная или отрицательная),  $D$  – коэффициент диффузии ионов. Плотность тока, создаваемого движением под действием поля  $E$ , равна  $j = qnbE$ , аналогично плотности тока проводимости в металлах (см. гл. 3). Таким образом, для плотности тока в газе, создаваемого движением положительных и отрицательных ионов, можно написать выражения:

$$\begin{aligned} j_+ &= q_+ n_+ b_+ E - q_+ D_+ \frac{dn_+}{dx}, \\ j_- &= q_- n_- b_- E - q_- D_- \frac{dn_-}{dx} \end{aligned} \quad (5.4)$$

(для отрицательных ионов  $q_- \leq 0$ ,  $b_- \leq 0$ ). Полная плотность тока в газе равна:

$$j = j_+ + j_- \quad (5.5)$$

В отсутствие градиентов концентрации плотность тока определяется выражением:

$$j = (q_+ n_+ b_+ + q_- n_- b_-) E = \lambda E, \quad (5.6)$$

где величина

$$\lambda = q_+ n_+ b_+ + q_- n_- b_- \quad (5.7)$$

имеет смысл удельной проводимости ионизированного газа. Выражение (5.6) обладает формальным сходством с законом Ома для тока проводимости в металлах. Однако следует иметь виду, что концентрация заряженных частиц в газовом разделе может сама существенно зависеть от напряженности поля, особенно при больших  $P$  (см. ниже). Кроме того, при выводе формулы (5.6) подразумевается, что напряженность поля в газоразрядном промежутке всюду одинакова, как это имеет место внутри металлического проводника. В действительности поле в этом промежутке может быть весьма неоднородным, поскольку вблизи электродов могут возникать объемные «пространственные» заряды, экранирующие поле. Существование этих объемных зарядов обусловлено указанным выше обстоятельством – непостоянством концентрации заряженных частиц в объеме газа. По этим причинам закон Ома  $j \sim E$  в газовых разрядах, как правило, не выполняется, и вольтамперная характеристика разряда, т. е. зависимость между силой разрядного тока  $I$  и разностью потенциалов на электродах  $U$  имеет нелинейный вид. Эта «нелинейность» газового разряда лежит в основе его многочисленных технических применений в электронных приборах и устройствах (см. п. 9.1).

Рассмотрим типичную вольтамперную характеристику газового разряда, возникающего под действием внешнего ионизатора (например, ультрафиолетового облучения газоразрядного промежутка), создающего определенное число пар ионов и электронов в единицу времени. При небольших напряжениях сила тока с ростом  $U$  увеличивается, поскольку при этом не все образующиеся в единицу времени заряженные частицы успевают достигнуть электродов, и между электродами имеется объемный заряд, который препятствует движению частиц и постепенно «рассасывается» при увеличении напряженности поля. При дальнейшем повышении напряжения достигается ситуация, когда все образующиеся в единицу времени пары успевают достигнуть электродов, после чего рост тока прекращается. Этот предельный «ток насыщения»  $I_n$  зависит только от величины  $N$ , т. е. от мощности внешнего ионизатора, и определяется выражением ( $e$  – величина заряда электрона):

$$I_n = Ne. \quad (5.8)$$

Увеличение тока насыщения может быть достигнуто только путём усиления внешнего ионизирующего воздействия. Если при какой-либо величине напряжения (например,  $U_1$  на рисунке 5.1) отключить внешний ионизатор, то ток в газе прекращается. Такой вид проводимости газа,

существующей при наличии внешнего ионизатора, называется «несамостоятельным» газовым разрядом.

Если продолжать повышать напряжение на электродах и после достижения тока насыщения, то при некотором значении  $U'$  ток разряда вновь начинает возрастать, что свидетельствует о появлении в газе добавочных ионов, возникших в самом разряде. При напряжении  $U_{np}$ , называемом «напряжением зажигания» или «напряжением пробоя», сила тока резко возрастает (в тысячи раз), причем если отключить внешний ионизатор, например, при напряжении  $U_2 > U_{np}$  на рисунке 5.1, то ток в газе не

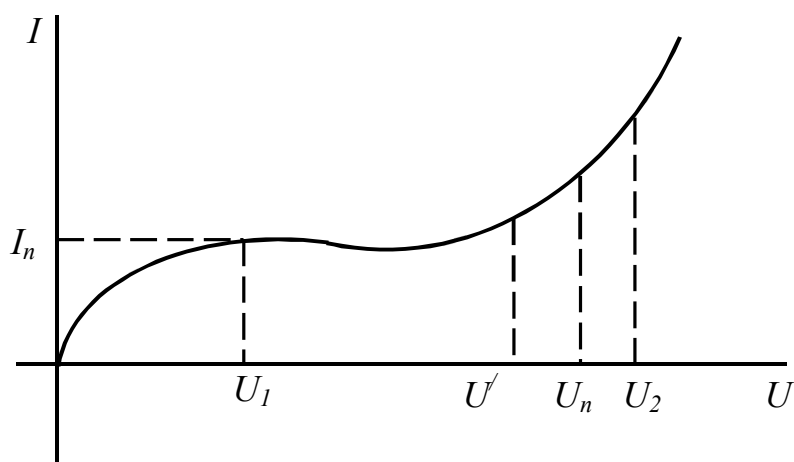


Рисунок 5.1

прекращается, это означает, что разряд стал «самостоятельным», т. е. «самоподдерживающимся»: в разрядном промежутке протекают процессы, приводящие к образованию новых ионов, не зависящие от внешних воздействий. В зависимости от конкретного механизма этих процессов, можно выделить несколько различных видов самостоятельного разряда

(тлеющий, дуговой, искровой и др.), рассматриваемые ниже.

Рассмотрим простую количественную теорию Таунсенда, объясняющую возможность перехода разряда в самостоятельную форму на основе двух преобладающих процессов – образования «электронных лавин» и «вторичной электронной эмиссии» с катода в результате его бомбардировки положительными ионами. Как мы увидим ниже, преобладание процессов вторичной ион-электронной эмиссии характерно для «тлеющего разряда».

В зависимости от условий разряда (давления газа, расстояния между электродами и других факторов) преобладающими могут оказаться и другие механизмы поддержания самостоятельного разряда, соответствующие иным его формам, упомянутым выше.

Электрон, образовавшийся вблизи катода (отрицательного электрода) под действием внешнего ионизатора, движется ускоренно в электрическом поле на длине свободного пробега  $\bar{\lambda}$  и набирает определенную энергию. В сильном поле эта энергия может оказаться достаточной для «ударной ионизации» нейтрального атома газа. Образующиеся заряженные частицы – ион и электрон – ускоряются полем в направлении соответствующих электродов. «Новый» электрон, как и «старый», ускоряется полем, и оба они могут вызвать дальнейшую ионизацию газа. Если длина свободного пробега электрона такова,

то очевидно, что число электронов, образующихся в результате этих последовательных актов, будет лавинообразно возрастать (1, 2, 4, 8 и т. д.). Этот процесс называется «образованием электронных лавин»; ему соответствует значение напряжения  $U_I$  на рисунке 5.1, при котором ток несамостоятельного разряда заметно усиливается.

С целью количественного описания развития электронной лавины на промежутке длиной  $l$  между катодом и анодом вводится «коэффициент объемной ионизации»  $\alpha$  – число пар ионов и электронов, образованных одним электроном на единице длины пробега в газе. Величина  $\alpha$  зависит от напряженности поля, давления и рода газа, выполняется приближенная зависимость вида

$$\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right), \quad (5.9)$$

где функция  $f$  определяется родом газа. Пусть в плоском слое газа между электродами на расстоянии  $x$  от катода «лавины» содержит  $n$  электронов. На пути  $dx$  в направлении анода они создают  $dn = n\alpha dx$  новых электронов. Решение этого дифференциального уравнения при начальных условиях  $n_{(x=0)} = n_0$  ( $n_0$  – число свободных электронов, созданных у катода внешним ионизатором), имеет вид  $n = n_0 e^{\alpha x}$ . Тогда концентрация электронной «лавины» у анода ( $x = l$ ) будет равна

$$n_a = n_0 e^{\alpha l}. \quad (5.10)$$

Таким образом, развитие электронной лавины происходит по экспоненциальному закону, и величина  $n_a$  может на несколько порядков превышать  $n_0$ ; поэтому при напряжении, соответствующему началу образования лавин, наблюдается значительное повышение разрядного тока. При этом разряд остается несамостоятельным (он называется «темным» или «таунсендовским» разрядом), поскольку при  $n_0 = 0$  и  $n_a = 0$ , независимо от  $(\alpha l)$ . Для возникновения самостоятельного разряда необходимо, чтобы у катода образовывались «собственные» электроны, порожденные самим разрядом, помимо «внешних» электронов ( $n_0$ ). Одним из таких процессов является «вторичная электронная эмиссия» с катода под действием ионной бомбардировки. Положительные ионы, ускоренные вблизи катода, попадают на него со значительной кинетической энергией, часть которой может быть передана веществу катода. В металлическом катоде имеются свободные электроны, которые за счет сообщенной им энергии ионов могут совершить работу выхода и покинуть металл (см. п. 9.3). Количественно этот процесс характеризуется «коэффициентом поверхностной ионизации»  $\gamma$  – числом вторичных электронов, выбитых одним положительным ионом. Величина  $\gamma$  зависит от многих факторов, в частности, от природы материала катода, рода газа и скорости (энергии) ионов. Одновременное существование обоих описанных процессов – объемной и поверхностной ионизации – достаточно для создания возможности перехода разряда в самостоятельную форму. Если полное число электронов, образованных у катода, равно  $n_1$ , то, согласно

(5.10), до анода дойдет электронная лавина из  $n_a = n_l e^{\alpha l}$  электронов, а количество новых пар электронов и ионов, созданных в лавине, равно  $n_a - n_l = n_l(e^{\alpha l} - 1)$ . Эти ионы выбивают из катода  $\gamma n_l(e^{\alpha l} - 1)$  вторичных электронов, так что  $n_l = n_0 + n_l(e^{\alpha l} - 1)$ . Определяя отсюда  $n_l$  получим для  $n_a$  выражение:

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha l}}{1 - \gamma(e^{\alpha l} - 1)}. \quad (5.11)$$

Отсюда видно, что при выполнении условия

$$\gamma(e^{\alpha l} - 1) = 1, \quad (5.12)$$

называемого условием «пробоя» или «зажигания» (самостоятельного разряда), число достигших анода электронов неограниченно возрастает при сколь угодно малом значении  $n_0$ . В реальных условиях в газе всегда есть небольшое количество пар ионов и электронов, образующихся под действием ионизирующего излучения, приходящего из Космоса и от радиоактивных веществ в земной коре (см. т. III). Поэтому при выполнении условия (5.12) необходимость в существовании специального ионизатора отсутствует, и разряд принимает самостоятельный характер. Разумеется, неограниченного возрастания числа и, следовательно, разрядного тока в действительности не происходит, поскольку ток в цепи разряда ограничивается сопротивлением ее элементов. Однако, как уже упоминалось, усиление тока при переходе разряда в самостоятельную форму обычно весьма значительно.

Изложенная теория возникновения самостоятельного разряда является приближенной, поскольку в ней не учтен целый ряд других элементарных процессов, некоторые из них были указаны выше. Построение полной теории газового разряда связано с большими трудностями и является делом будущего. Однако преобладание основных механизмов, учтенных в этой теории, характерно для одной из форм самостоятельного разряда – слаботочного «тлеющего разряда».

Тлеющий разряд возникает при пониженных давлениях газа (порядка 100 Па и ниже) и «умеренных» напряжениях в газоразрядном промежутке (сотни вольт). Разрядный промежуток имеет при этом специфический внешний вид, характеризующийся наличием более или менее выделенных областей (рис. 5.2, а). Непосредственно вблизи катода наблюдается узкая область

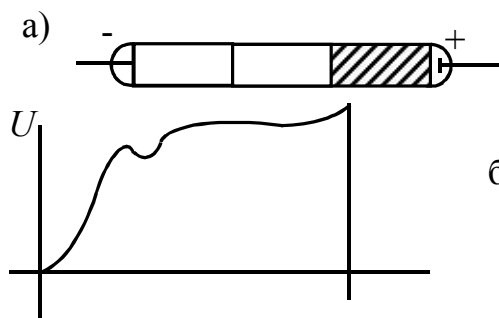


Рисунок 5.2

«катодного свечения», за которой следует «катодное темное пространство». Эта область сменяется тонким слоем «тлеющего свечения», за которым располагается «фарадеево темное пространство». Вся эта часть разрядного промежутка образует «катодную область» разряда. Далее расположена светящаяся область, простирающаяся до анода – «положительный столб», – который в

некоторых случаях состоит из ряда слоев, – «страт», – разделенных темными промежутками.

Физическая природа такой характерной структуры тлеющего разряда выясняется при измерении распределения потенциала вдоль разрядной трубки. Эти измерения осуществляются с помощью вспомогательных металлических электродов – зондов – в виде тонких штырьков, впаиваемых в различных местах разрядной трубки; теория и методика зондовых измерений подробно описана в специальной литературе. Эти измерения показали, что практически все падение потенциала на разрядной трубке сосредоточено на участке от катода до границы тлеющего свечения (рис. 5.2, б). Оно называется «катодным падением потенциала», и при не слишком сильных разрядных токах практически не зависит от  $I$  («нормальное» катодное падение). Эта величина определяется родом газа и материалом катода, точнее, работой выхода электронов из катода. В области тлеющего свечения имеет место незначительный спад потенциала. В положительном столбе потенциал возрастает почти линейно при приближении к аноду, т. е. здесь имеет место приблизительно постоянная напряженность поля. Непосредственно у анода имеет место небольшой скачок – «анодное падение» потенциала.

Описанное распределение потенциала в разряде соответствует следующей физической картине элементарных процессов. Электроны, испускаемые катодом в результате его бомбардировки положительными ионами, в области катодного пространства ускоряются полем, практически не испытывая соударений с атомами газа. Ширина этого пространства близка к средней длине свободного пробега электронов в газе и возрастает при снижении давления. На длине этого пробега электроны приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов в области тлеющего свечения. Вследствие потери энергии в этой области электроны теряют способность к ионизации и вновь приобретают ее после прохождения фарадеева темного пространства, на котором имеется заметное падение потенциала. В области положительного столба происходит интенсивная ударная ионизация атомов газа, и концентрация заряженных частиц, а, следовательно, и электропроводность газа велики; поэтому падение потенциала на положительном столбе сравнительно невелико.

Ввиду большой концентрации заряженных частиц в этой области часто осуществляются акты рекомбинации ионов и электронов, что вызывает интенсивное «рекомбинационное свечение» разряда. В положительном столбе разряда вещество находится в особом, ионизированном, состоянии, в котором концентрации положительных и отрицательных зарядов примерно одинаковы и могут стать сравнимыми с концентрацией нейтральных атомов. Такое состояние вещества называется «плазмой» («четвертым состоянием вещества») и характеризуется высокой удельной электрической проводимостью, близкой к проводимости металлов. Это состояние вещества будет подробнее рассмотрено ниже, в п. 5.2. Поскольку анод не испускает электроны, то непосредственно вблизи анода концентрация электронов понижена по сравнению с



положительным столбом, и потому у анода имеется небольшой скачок, называемый «анодным падением» потенциала. Положительные ионы «дрейфуют» из области сильной ионизации к катоду и в области падения потенциала приобретают значительную энергию, в результате чего могут выбивать вторичные электроны из катода (некоторое количество электронов вылетает из катода в результате фотоэффекта, вызванного излучением разряда). Поскольку подвижность ионов значительно меньше, чем электронов, из-за их большой массы, то вблизи катода существует значительный объемный заряд положительного знака, образованный «дрейфующими» к катоду ионами; именно существованием этого пространственного заряда и объясняется большая величина катодного падения потенциала. Эта величина является характерным признаком тлеющего разряда, отличающим его от других, описанных ниже, форм самостоятельного газового разряда.

Тлеющий разряд находит широкое практическое применение в ряде областей техники. Ниже, в п. 5.3, будут описаны источники света, основанные на использовании свечения тлеющего разряда, например, газосветные трубки для рекламных и декоративных целей, в п. 9.1 приведены примеры электронных приборов, в которых используется тлеющий разряд. Отметим еще применение тлеющего разряда в лабораторной практике для «катодного распыления» различных металлов. Во время разряда катод подвергается интенсивной эрозии (см. ниже), и его материал постепенно «распыляется», образуя налет на стенках разрядной трубки. Если же помещать вблизи катода в тлеющем разряде различные предметы, то они могут быть покрыты прочным равномерным слоем металлического покрытия с известными физическими свойствами. Этот метод используется, например, при изготовлении металлических зеркал с высоким коэффициентом отражения.

Как уже указывалось выше, при понижении давления газа в тлеющем разряде длина свободного пробега электронов и, следовательно, ширина катодного темного пространства возрастают. При давлениях ниже 0,1 Па (в зависимости от длины разрядной трубки) катодное пространство может заполнить почти всю трубку; при этом электроны проходят практически без столкновений от катода до противоположной стенки трубки, вызывая их свечение. Такой поток «почти свободно» движущихся электронов получил название «катодных лучей»; по своей природе и свойствам катодные лучи ничем не отличаются от электронного тока в вакууме, рассмотренного в гл. 3. Они распространяются прямолинейно от катода вдоль линий, перпендикулярных к его поверхности. Изготавливая катод сферической вогнутой формы, можно осуществить «фокусировку» катодных лучей. Свечение материалов под воздействием пучка быстрых электронов называется катодолуминесценцией. Это явление имеет важное практическое значение: подбирая интенсивно люминесцирующие вещества – «люминофоры» (например, сернистый цинк, дающий светло-зелёное свечение), можно изготовить люминесцирующие экраны, на которых регистрируется место попадания электронного («катодного») луча. Такие экраны широко

используются в различных электронных приборах – осциллографах, кинескопах и др. (см. гл. 9). Весьма важным применением катодных лучей является их использование в «рентгеновских трубках», служащих для получения коротковолнового (рентгеновского) электромагнитного излучения. Простейшая рентгеновская трубка содержит вогнутый катод, анод, расположенный в области тлеющего свечения и служащий для поддержания тлеющего разряда в трубке, и второй анод – «антикатод», расположенный в области катодного тёмного пространства и электрически соединённый с первым анодом. В определенном месте – «фокусе» антикатада – собираются катодные лучи. В результате торможения быстрых электронов, ускоренных сильным полем анода (напряжение на рентгеновских трубках достигают 100 кВ), в фокусе антикатада возникает интенсивное рентгеновское излучение, свободно выходящее наружу через стеклянные трубки. Помимо этих «ионных» рентгеновских трубок используются также «электронные» трубки, в которых пучок электронов в вакууме создается за счет термоэлектронной эмиссии из накаливаемого вольфрамового катода. Помимо потока электронов к аноду в тлеющем разряде существует также поток положительных ионов к катоду, который можно обнаружить, если сделать в катоде отверстие – канал. Положительные ионы, проходя по инерции через канал, образуют пучок так называемых «канальных лучей», также вызывающих люминесценцию стеклянных стенок трубки. Такой метод создания ионных пучков используется при различных исследованиях – в области ядерной физики.

При давлениях газа порядка атмосферного и выше и высоких напряжениях между холодными электродами возникает следующая форма самостоятельного разряда – «искровой» разряд. Обычно он имеет вид ярко светящейся тонкой «ветвистой» ломаной линии – «искрового канала». Образование искры имеет место при определённой «критической» напряженности поля («напряженности пробоя»)  $E_{кр}$ , которая зависит от рода и давления газа. Зависимость  $E_{кр}(P)$  носит сложный характер («кривая Пашена»); однако во многих случаях напряженность  $E_{кр}$  оказывается пропорциональной давлению газа, так что

$$\frac{E_{кр}}{P} \approx const. \quad (5.13)$$

Это соотношение («закон Пашена») находит обоснование в изложенной выше и упрощенной теории Таунсенда. При постоянном напряжении на электродах искра возникает при определенном расстоянии между электродами, соответствующем  $E_{кр}$ , поэтому по величине этого «критического» расстояния можно судить о напряжении на искровом промежутке. На этом принципе основано действие некоторых измерительных приборов, например, искрового вольтметра (см. п. 9.1).

При воздействии на газ в разрядном промежутке внешнего ионизатора напряженность пробоя снижается. Это свидетельствует о том, что возникновению искрового разряда предшествует «подготовительная» стадия предварительной ионизации газа. Скорость развития самой искры очень велика:

согласно экспериментальным данным время формирования светящегося искрового канала составляет доли мкс. Эти факты означают, что преобладающим механизмом возникновения «собственных» свободных электронов в разряде не может быть вторичная электронная эмиссия под действием ионной бомбардировки. Положительные ионы проходят путь от анода до катода сравнительно медленно – примерно за  $10^{-4}$  с, поэтому указанный процесс не может служить основой для возникновения электронных лавин в газоразрядном промежутке.

Построение полной теории развития искрового разряда представляет большие трудности; хорошие обзоры по этой проблеме имеются в специальной литературе. Однако основные особенности развития искры удовлетворительно объясняются на основе так называемой «стримерной» теории. Согласно этой теории «основному пробую» разрядного промежутка предшествует образование слабо светящихся областей ионизированного газа – стримеров. Они возникают случайным образом и потому располагаются в разрядном промежутке беспорядочно. Стримеры представляют собой «проводящие мостики», по которым затем устремляются мощные потоки электронов на основной стадии пробоя. Этим объясняется «ветвистая» форма искрового канала. Большая скорость развития искры объясняется тем, что возникновение «первоначальной» лавины вблизи катода приводит к появлению лавин далеко впереди от её вершины, в результате упомянутого выше процесса фотоионизации – отщепления электронов от атомов под действием света, испускаемого из области первоначальной лавины. Поскольку скорость света велика, то процесс образования новых лавин, сливающихся вместе и образующих проводящий канал стримера, протекает очень быстро (за время порядка  $\frac{l}{c} \sim 10^{-8}$  с).

Наряду с «отрицательными» стримерами, распространяющимися от катода к аноду, возникают также «положительные» стримеры в обратном направлении. Электронная лавина, образовавшаяся у катода под действием, например, ионизирующего излучения из верхних слоев атмосферы («космических лучей») через короткое время достигает анода. Образовавшиеся на её пути положительные ионы перемещаются сравнительно быстро и создают большой объемный заряд в межэлектродном промежутке. В результате их рекомбинации с электронами возникает световое излучение, ионизирующее газ в промежутке, что приводит к формированию хорошо проводящего канала стримера, который через короткое время пронизывает весь разрядный, промежуток. Таким образом, межэлектродный промежуток оказывается «короткозамкнутым», и по нему проходит мощный ток искрового разряда. В канале стримера выделяется большое количество тепла, и температура газа повышается до  $10^5$  К и выше. Это приводит к возрастанию роли упомянутого выше процесса «термической ионизации» газа, в результате чего степень ионизации газа в искровом канале может достигать 100 %. Вещество при этом находится в состоянии полностью ионизированной высокотемпературной

плазмы, в отличие от слабо ионизированной плазмы положительного столба разряда. Свойства высоко ионизированной и слабо ионизированной плазмы существенно различны (см. ниже, п. 5.2).

Типичным примером искрового разряда в природе является молния. В результате крупномасштабных аэродинамических процессов в земной атмосфере в облаках возникают мощные скопления положительных и отрицательных зарядов, что, в свою очередь, вызывает появление индуцированных зарядов на поверхности Земли и в соседних облаках. Чаще всего отрицательные заряды облаков образуются на стороне, обращенной к Земле, при этом на её поверхности индуцируются положительные заряды. Во время грозы напряженность электрического поля возрастает, и при достижении критического значения развивается искровой пробой между соседними облаками или облаками и поверхностью Земли – молния. Сила тока в канале молний достигает 0,5 МА, напряжение между облаком и Землей – до 1000 МВ. Продолжительность каждой молнии обычно не превышает  $10^{-6}$  с. Однако, ввиду возможности перераспределения зарядов в огромных объемах, зачастую развиваются «кратные» молнии, т. е. последовательности большого числа искровых разрядов в одном и том же канале; при этом длительность молнии возрастает и может достигать нескольких секунд. Непосредственные наблюдения развития молнии показали, что ей предшествует формирование слабо светящегося канала – «лидера», распространяющегося от облака к Земле и аналогичного стримеру, наблюдаемому в лабораторных искровых разрядах. После достижения «лидером» поверхности Земли происходит основной разряд, причем распространение вершины светящегося канала молнии происходит со скоростью, приближающейся к скорости света (до  $10^{-8}$  м/с). Резкое повышение температуры воздуха в канале молнии приводит к быстрому локальному расширению газа и образованию ударной волны, которая воспринимается в виде «грома». Все эти факты свидетельствуют в пользу применимости стримерной теории искрового разряда к молнии. Однако процесс развития молнии обнаруживает некоторые количественные отличия по сравнению с «короткими» лабораторными искрами. В частности, средняя напряженность поля в атмосфере во время грозы оказывается в несколько раз меньше, чем «критическая» величина, найденная в лабораторных условиях. Это объясняется большой длиной разряда молнии, на которой становится весьма вероятным возникновение значительных локальных отклонений напряженности поля в атмосфере от среднего значения, что приводит к зарождению многочисленных стримеров, подготавливающих развитие разряда в молнии. Во время грозы иногда наблюдается появление так называемых «шаровых» молний – отдельных сгустков высоко ионизированной плазмы, самостоятельно перемещающихся под действием воздушных потоков и существующих сравнительно длительное время – до нескольких минут. Механизм образования шаровых молний еще окончательно не выяснен. Грозовой разряд – молния между облаком и Землей – является нежелательным, а зачастую и очень опасным явлением, способным вызвать аварии на линиях связи и

электропередачи, пожары, а иногда и поражение людей. Поэтому высокие сооружения обычно защищают громоотводами – хорошо заземленными металлическими стержнями, укрепленными выше самой высокой точки сооружения. Защитное действие громоотвода, как показывает практика, распространяется на расстояние, примерно равное удвоенной высоте громоотвода. Действие громоотвода основано на явлении стекания заряда с острия, уже упоминавшегося выше. Во время грозы вблизи острия громоотвода возникает сильное неоднородное электрическое поле, вызывающее интенсивную ионизацию воздуха вблизи острия и зажигание «коронного разряда» (см. ниже). В результате перемещения электрических зарядов у острия громоотвода напряженность поля в прилегающем объеме воздуха снижается, что уменьшает вероятность возникновения стримеров в этой области, и, следовательно, возникновения молнии в этой области. Если всё же молния «попадает» в громоотвод, то ее заряд преимущественно уходит в Землю, не причиняя вреда защищенному сооружению.

При высоких давлениях газа (порядка атмосферного и выше) в сильно неоднородных электрических полях возникает так называемый «коронный» разряд, имеющий вид слабо светящейся области вблизи источника поля. Такое поле создается, например, у заряженной металлической проволоки малого диаметра; находящейся под высоким напряжением. При «критической» напряженности поля у поверхности проволоки (порядка 30 кВ/см в воздухе при нормальных условиях), проволока оказывается окруженной слабо светящейся оболочкой – «коронной». С увеличением напряженности поля, т. е. разности потенциалов между проволокой и Землей (или находящимися поблизости заземленными предметами), толщина «короны» и сила тока разряда возрастают. Вблизи различных заостренных металлических частей высоковольтных электрических установок, например, стыков соединительных проводов, выводов трансформаторов и т. д. коронный разряд принимает специфическую форму «кистевых разрядов», сходную с пламенем свечи. Кистевой разряд наблюдается и в природных условиях под влиянием атмосферного электричества – на верхушках деревьев, корабельных мачт и т. п. В отличие от рассмотренных выше форм разряда, в коронном разряде основным процессом является только образование электронных лавин, родоначальниками которых являются электроны, имеющиеся в газе в естественных условиях. Эти лавины зарождаются только в пределах области, в которой существует достаточно высокая напряженность поля. На некотором расстоянии от источника поля напряженность становится меньше критической, и электронные лавины не возникают, это расстояние и определяет толщину «короны» или длину «кисти». В таких случаях говорят о «неполном» пробое газового промежутка. Если металлическая проволока или острие находятся под отрицательным потенциалом, то электронные лавины зарождаются у поверхности металла и распространяются от нее («отрицательная» корона). В противном случае («положительная» корона) лавины зарождаются у внешней границы короны и движутся по направлению к металлической поверхности. Толщина короны в

этих случаях неодинакова (положительная корона обычно оказывается более протяженной). За пределами короны имеет место «несамостоятельный» газовый разряд; здесь имеются ионы только одного знака – положительные при положительной короне и отрицательные при отрицательной короне (отрицательные ионы образуются в результате упомянутого выше процесса «захвата» электронов нейтральными атомами или молекулами газа).

Коронный разряд используется в различных электронных приборах и устройствах (см. п. 9.1). Кроме того, на нем основано действие «электрофильтров», применяющихся для очистки промышленных газов от вредных примесей (твердых частиц и капелек аэрозолей). Электрофильтр представляет собой цилиндрическую камеру, на оси которой расположена металлическая проволока, находящаяся под высоким отрицательным потенциалом по отношению к стенкам камеры. Фильтр насаживается на трубу, по которой движутся очищаемые газы. При прохождении через фильтр частицы примесей захватывают ионы из области коронного разряда у проволоки и приобретают отрицательный электрический заряд, вследствие чего диффундируют к стенке камеры и оседают на ней. Слой осадка можно сбить со стенок в специальный сборник. Электрофильтры обладают существенными преимуществами по сравнению с воздушными фильтрами других типов и широко применяются в химической промышленности, производстве цветных металлов и т. д. При проектировании высоковольтных установок и линий электропередач с коронным разрядом приходится считаться как с весьма вредным явлением, вызывающим большие «токи утечки» и повреждения изоляторов. Поэтому соединительные провода в высоковольтных схемах (например, в рентгеновских установках) размещают внутри цилиндрических (обычно медных) труб значительно большего диаметра (для уменьшения кривизны поверхности), а места стыков труб выполняют с помощью полированных металлических шариков. Провода высоковольтных линий электропередач должны иметь достаточно большой диаметр, тем больший, чем выше напряжение линии, а изоляторы на мачтах имеют специальную конструкцию, затрудняющую формирование коронного разряда.

Разряд в газе как при высоких, так и при низких давлениях можно создать и в не очень сильных полях (при напряжениях несколько десятков вольт). Сильноточный разряд в газе при низких напряжениях на электродах имеет форму «дугового» разряда, которая характеризуется наличием устойчивого, ярко светящегося «столба» между электродами. Такой разряд можно получить различными способами. Одним из них является уменьшение сопротивления внешней цепи искрового разряда; при достаточно малом сопротивлении сила тока разряда резко возрастает, а напряжение на электродах падает, и разряд принимает дуговой характер. В настоящее время дуговой разряд получают, минуя стадию искры, путём создания высокой температуры отрицательного электрода – катода. Если, например, свести до контакта два электрода в виде цилиндров с закругленными торцами и пропустить через них большой ток, а затем медленно развести электроды, то между ними возникает дуговой разряд

(«дуга Петрова»). В некоторых газоразрядных источниках света дуговой разряд создают путем предварительного прогрева катода с помощью различных вспомогательных устройств (см. п. 5.2). После зажигания дугового разряда катод интенсивно разогревается вследствие высокой температуры разряда, и вспомогательное устройство («стартер») можно отключить. Дуговой разряд можно также получить из тлеющего разряда путем уменьшения сопротивления внешней цепи, т. е. увеличения силы разрядного тока; переход разряда в «дуговую» форму происходит после достаточного разогрева катода.

Температура газа в дуговом разряде достигает весьма высоких значений ( $10^4$  К и выше). Если разряд «горит» между горизонтально расположенными электродами в «открытых» условиях, то нагрев прилегающих слоев воздуха вызывает появление конвекционных потоков, которые выгибают кверху светящийся столб разряда. Этим объясняется исторически сложившийся термин «дуговой разряд»; разумеется, в иных условиях никакого «искривления» столба разряда может и не наблюдается. Высокая температура в дуге обуславливает интенсивное свечение газа в разрядном промежутке, яркость которого может превышать яркость свечения Солнца.

Отличным признаком дугового разряда является малая величина катодного падения потенциала. Она близка к «потенциалу ионизации» рабочего газа, который для различных газов варьирует примерно в пределах 10–25 В. Этим и объясняется возможность горения дуги при сравнительно низких напряжениях на электродах (обычно 40–100 В). В сочетании с указанным условием возникновения дугового разряда – наличием высокой температуры катода – это свидетельствует о том, что основным механизмом дугового разряда является термоэлектронная эмиссия с раскаленного катода. В результате мощного потока электронов степень ионизации газа у катода резко возрастает, что и является причиной снижения катодного падения потенциала. Многочисленные исследования показали, что источником мощной электронной эмиссии является сравнительно малый участок поверхности катода – ярко светящееся «катодное пятно» с размерами порядка мм и меньше. В зависимости от состояний поверхности катодное пятно может более или менее часто перемещаться по поверхности катода. Плотность тока в «пятне» очень велика и достигает  $10^7$  А/см<sup>2</sup>. Ввиду наличия высокой концентрации положительных ионов вблизи катода существуют очень сильные локальные электрические поля с напряженностью  $10^6$  В/см. Такие поля, как указывалось выше, могут приводить к «автоэлектронной» эмиссии с катода даже при сравнительно невысоких температурах катода. Этот процесс может вносить существенный вклад в механизм поддержания дугового разряда. В некоторых случаях он может стать даже основным механизмом электронной эмиссии. Это имеет место, например, в «ртутных» лампах, в которых электродами служат небольшие столбики жидкой ртути, температура которых не превышает 200–300°С. В общем случае механизм дугового разряда носит смешанный «термоэмиссионный» характер, и построение точной количественной теории приэлектродных процессов представляет весьма значительные трудности.

Ввиду большой плотности тока и высокой температуры газа электроды в дуговом разряде подвергаются весьма значительной эрозии, постепенному механическому износу с течением времени. Это явление обычно является вредным, поскольку ограничивает срок службы различных электродуговых приборов и устройств. Механизмы электрической эрозии и способы ее замедления будут особо рассмотрены ниже. С другой стороны, это явление лежит в основе ряда современных технологических процессов плазменной обработки материалов; эти методы также требуют особого рассмотрения. Другой разряд находит и другие многочисленные применения в современной технике. В частности, он лежит в основе работы разнообразных газоразрядных источников света, применяемых в мощных осветительных установках (см. ниже, п. 5.3). Благодаря высокой температуре дуги, она может эффективно использоваться для электросварки и резания металлов, а также в дуговых электрических печах и для плавления в металлургии.

Весьма многочисленны применения дугового разряда в современной электронике; он лежит в основе различных электронных ламп, ртутных выпрямителей и других приборов и устройств. Некоторые типичные примеры будут рассмотрены ниже, в п. 9.1.

Рядом особенностей обладает разряд на переменном токе, в частности, на высоких частотах (более 1 МГц). Такой разряд может быть «стационарным» на высоких частотах и «нестационарным» при низких частотах, когда длительность полупериода переменного напряжения (20 мс при 50 Гц) превышает время установления разряда. Особенностью высокочастотного (ВЧ) разряда является резкое снижение роли приэлектродных процессов, так что разряд может существовать и при отсутствии внутренних электродов – «безэлектродный» разряд. Различают два типа безэлектродного разряда: «Е-разряд» («линейный»), в котором цепь разрядного тока замыкается «током смещения» (емкостным током) (см. гл. 8), и «Н-разряд» («кольцевой»), в котором эта цепь замыкается «индукционным током». Основным механизмом образования электронов в разряде является объемная ударная ионизация (быстрыми электронами). Создаваемая в объеме разряда плазма по своим свойствам сходна с плазмой положительного столба тлеющего разряда. При высоких давлениях и больших разрядных токах возникает «высокочастотная дуга». При удалении из высокочастотной дуги одного из электродов получают одноэлектродный «факельный» разряд, представляющий собой одну из форм высокочастотного коронного разряда. Под действием импульсно-модулированного по амплитуде ВЧ поля возникает «импульсный» высокочастотный разряд. Отметим, что разряд может быть создан и отдельными импульсами высокой мощности, такие импульсные разряды используются в современных высокоинтенсивных источниках света (см. п. 5.3).



## 5.2 Плазма газового разряда

### 5.2.1 Элементарные процессы в плазме

В положительном столбе тлеющего разряда и канале искрового или дугового разряда вещество находится в особом состоянии, которое обозначается термином «плазма». Для этого состояния характерно наличие ионизированных атомов и молекул, причем количество положительных и отрицательных заряженных частиц примерно одинаково и достаточно велико, чтобы повлиять на свойства вещества. Уникальные свойства плазмы, в частности, ее высокая проводимость, приближающаяся к проводимости металла, нелинейность вольтамперной характеристики, интенсивное испускание электромагнитного излучения и т. д., лежат в основе действия многочисленных современных технических устройств и приборов.

Состояние «плазмы» может быть создано не только с помощью газового разряда. Плазма возникает под воздействием высокой температуры (например, в недрах Солнца и других звезд), интенсивного облучения газа ионизирующим излучением и т. д. Свойствами плазмы обладает также электронный газ в металлах и «электронно-дырочный» газ в полупроводниках. По сравнению с этими видами плазмы газоразрядная плазма обладает своими определенными специфическими особенностями. Классификация различных видов плазмы (см. ниже) осуществляется на основе её нескольких фундаментальных физических характеристик, рассматриваемых ниже, которые определяют электрические, магнитные, оптические свойства плазмы. Здесь мы ограничимся преимущественно рассмотрением свойств газоразрядной плазмы. Вопросы, связанные с особенностями некоторых других видов плазмы, будут затронуты в т. III; детально они изложены в существующей обширной литературе по физике и технике плазмы.

Одной из фундаментальных физических характеристик плазмы является ее «температура», зависящая от условий горения разряда, в частности, от рода и давления рабочего газа или газовой смеси, напряжения на электродах и их геометрии, а также формы и размеров разрядного сосуда и других факторов. Введение понятия температуры газа  $T$  основано на представлениях молекулярно-кинетической теории (см. гл. 8, т. I), согласно которым распределение частиц (атомов или молекул массы  $m$  по скоростям  $\mathcal{V}$  в состоянии термодинамического равновесия (см. гл. 10, т. I) является «максвеловским» и выражается функцией распределения вида:

$$\frac{dn}{n} = f(\mathcal{V})\mathcal{V}^2 d\mathcal{V} = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \mathcal{V}^2 e^{-\frac{m\mathcal{V}^2}{2kT}} d\mathcal{V}, \quad (5.14)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $n$  – общая концентрация частиц,  $dn$  – концентрация частиц, имеющих «тепловые» скорости в интервале  $(\mathcal{V}, \mathcal{V} + d\mathcal{V})$ . Максвеловское распределение устанавливается лишь при большой частоте столкновений между частицами (см. ниже); оно соответствует «гиббсовскому»

распределению частиц по энергиям  $E$ :

$$\varphi(E)dE = \frac{Q}{\sqrt{\pi}(kT)^3} \sqrt{E} e^{\frac{-E}{kT}} dE, \quad Q = \frac{2}{KT}. \quad (5.15)$$

При этом средняя энергия частиц с учетом формулы

$$\int_0^{\infty} x^{3/2} e^{-ax} dx = \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)}{a^{\frac{5}{2}}} = \frac{3\sqrt{\pi}}{4a^{\frac{5}{2}}}$$

оказывается равной

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} E(\varphi) dE = \frac{3}{2} kT. \quad (5.16)$$

Таким образом, температура «по Больцману» связана со средней энергией теплового движения частиц газа; она определяет также среднеквадратичную скорость частиц:

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{\sum_1^w v^2}{w}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (5.17)$$

При наличии значительных отклонений от распределения (5.14) или (5.15) понятие температуры становится неопределенным; однако в неионизированных газах такие ситуации являются сравнительно редкими.

В случае ионизированного газа, при наличии нейтральных частиц, электронов и положительных и отрицательных ионов, определение «равновесия» существенно усложняется, и, соответственно, понятие температуры становится неоднозначным. Кроме того, становятся вполне реальными значительные отклонения от указанных распределений. Дело в том, что максвеловское распределение с характерным для него «хвостом» в сторону больших скоростей (значение этого «хвоста» будет установлено ниже) устанавливается в результате большого числа столкновений между идентичными частицами – не менее десяти. Этот процесс протекает быстрее, чем процесс установления теплового равновесия между системами разнородных частиц в ионизированном газе, указанном выше. По этой причине в плазме возможна ситуация, когда «легкие» электроны и «тяжелые» частицы (ионы) распределены «по Максвеллу», однако с различными температурами  $T_e$  и  $T_i$  соответственно. Такая плазма называется «неизотермической». В плазме, помещенной во внешнее электрическое поле, имеет место направленное движение (дрейф) заряженных частиц, в результате чего их распределение по скоростям может значительно отличаться от максвеловского. Однако, в большинстве случаев, во избежание существенного усложнения задачи при количественном описании свойств газоразрядной плазмы, эти отклонения не учитываются. В иных условиях (см. ниже) температуры ионов и электронов могут быть близкими друг к другу:  $T_e \approx T_i$ . Такая плазма называется «изотермической». В этих условиях можно считать, что вся сложная система указанных частиц находится в термодинамическом равновесии. Однако,

помимо указанных сортов частиц, в плазме всегда существует «ансамбль» фотонов — квантов, испускаемых возбуждёнными атомами и ионами. В указанной ситуации возбуждённые атомы также распределены «по Больцману», и излучение плазмы носит характер «теплового» («температурного») излучения. Однако излучение плазмы может и не находиться в равновесии с частицами вещества; в этом случае говорят о «неполном» термодинамическом равновесии в плазме. Тогда распределение фотонов по энергиям (частотам) не является «планковским», и излучение плазмы по своим свойствам может существенно отличаться от свойств «абсолютно черного тела» (законы теплового излучения изложены в т. III). Именно такая ситуация обычно реализуется в слабо ионизированной газоразрядной плазме. Равновесие излучения с веществом обычно имеет место в очень плотной и «горячей» плазме; при этом достигается так называемое «локальное термодинамическое равновесие» (ЛТР) в плазме. В газоразрядной плазме такие условия можно принять лишь в первом приближении. Соотношение между температурами  $T_e$  и  $T_i$  зависит преимущественно от давления, а также от рода плазмы. Плазма газового разряда (тлеющего или дугового) при низких давлениях обычно является неизотермической, причем  $T_e \gg T_i$ . Напротив, при высоких давлениях (порядка атмосферного и выше) величины  $T_e$  и  $T_i$  близки друг к другу, и плазму приближенно можно считать изотермической. При рассмотрении мощных импульсных (дуговых и искровых) разрядов часто можно принять и существование ЛТР в плазме (см. ниже, п. 5.3). При температурах выше  $10^6$  К плазма обычно называется «высокотемпературной» и обладает специфическими свойствами, которые могут быть поняты лишь на основе квантово-механического рассмотрения. Такая плазма возникает при высоких плотностях, реализуемых обычно путем сжатия «плазменного шнура» магнитным полем; проблемы высокотемпературной плазмы очень сложны и излагаются в обширной специальной литературе. Мы ограничимся лишь рассмотрением «низкотемпературной» газоразрядной плазмы, с температурой порядка  $10^3$ – $10^4$  К, имеющей наибольшее число практических приложений в современной технике.

Вторым фундаментальным параметром плазмы является степень ее ионизации, т. е. относительная концентрация заряженных частиц.

$$\alpha \approx \frac{n_+}{n_a} \approx \frac{n_-}{n_a}, \quad (5.18)$$

где  $n_+$ ,  $n_-$  и  $n_a$  — «абсолютные» концентрации положительных, отрицательных и нейтральных частиц, соответственно. Плазма, для которой выполняется условие  $n_+ \approx n_-$  — называется квазинейтральной. Обычно для газоразрядной плазмы это условие выполняется практически во всём объёме, за исключением небольших приэлектродных и пристеночных областей разряда.

В большинстве газов (которые называются электроположительными) концентрация отрицательных ионов в разряде сравнительно мала, и тогда условие  $n_+ \approx n_-$  означает, что  $n_i \approx n_e$ , т. е. концентрации положительных ионов и электронов приблизительно одинаковы. Большое число отрицательных ионов

присутствует лишь в разделе в сравнительно немногих «электроотрицательных» газах.

Характер преобладающих в плазме «элементарных» процессов (столкновений частиц и фотонов) практически полностью определяется указанными двумя основными параметрами состояния, которые, в свою очередь, зависят от давления и рода газа, геометрии разряда и параметров внешней цепи, содержащей источник питания и другие элементы. Так, при повышении электронной температуры ускоряются процессы ионизации атомов и молекул, а процессы рекомбинации, напротив, замедляются. При повышении степени ионизации, т. е. величин  $n_i$  и  $n_e$  скорость рекомбинации, пропорциональная  $n_i n_e \approx n_e^2$ , резко возрастает, а скорость ионизации растет более медленно, и т. д. Некоторые основные элементарные процессы столкновения в газоразрядной плазме будут рассмотрены ниже.

По величине степени ионизации  $\alpha$  различают слабо ионизированную ( $\alpha \sim 10^{-2}-10^{-6}$ ), сильно ионизированную ( $\alpha \sim 10^{-1}-0,8$ ) и полностью ионизированную ( $\alpha = 1$ ) плазму. Высокотемпературная плазма обычно считается полностью ионизированной (например, плазма в недрах Солнца и

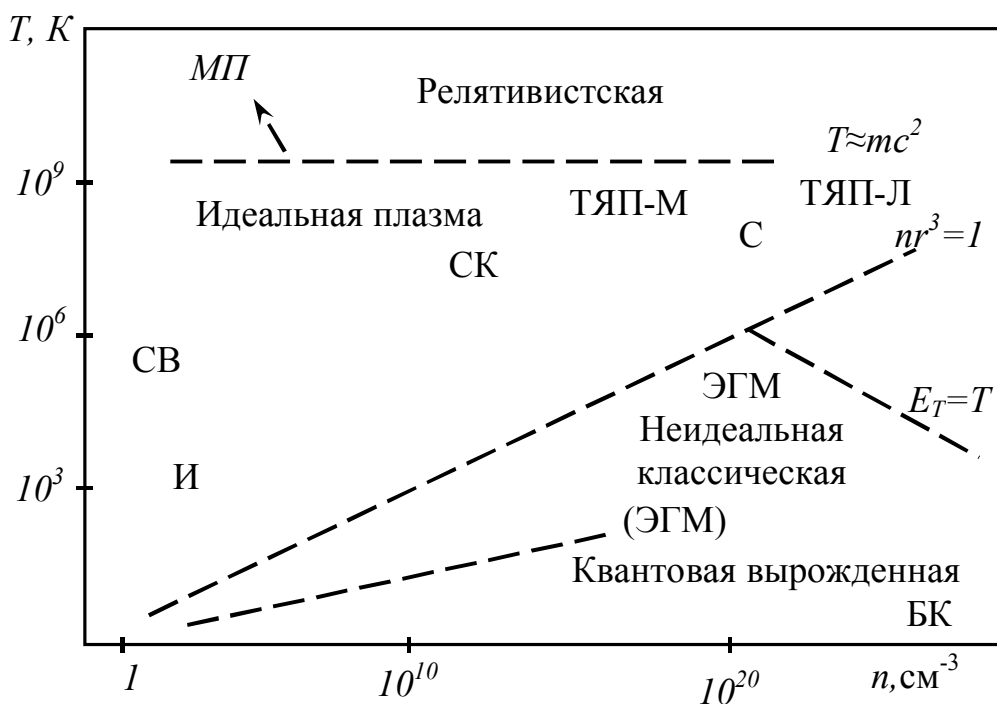


Рисунок 5.3

звезд). Положительный столб тлеющего или дугового разряда низкого давления является типичным примером слабо ионизированной плазмы. Наглядное представление о месте газоразрядной плазмы в ряду других видов плазмы дает схема, показанная на рисунке 5.3. По оси абсцисс отложена электронная концентрация, по оси ординат электронная температура плазмы. Наиболее высокотемпературная и в то же время весьма разреженная плазма существует в магнитостенках небесных тел – «пульсаров». Такая плазма называется также «релятивистской», поскольку тепловая энергия частиц при

столь высоких температурах превышает «энергию покоя» электрона  $m_e c^2$ . Плазма с температурой порядка  $10^7$ – $10^8$  К существует в установках термоядерного синтеза, основанных на сжатии плазмы в магнитных полях (ТЯП-М) и на нагреве лазерным лучом (ТЯП-Л); примерно такие условия имеют место в глубинных слоях Солнца (С). Плазма с температурой порядка  $10^6$  К образует солнечную корону (СК). Все эти виды характерны для высокотемпературной, практически полностью ионизированной плазмы. Температура до  $10^5$  К характерна для плазмы «солнечного ветра» (СВ) (см. п. 6.6) и «электронно-дырочной» плазмы в полупроводниках (ЭДП). Температура порядка  $10^3$ – $10^4$  К характерна для газоразрядной плазмы (ГР) и плазмы в магнитогидродинамических генераторах (МГД) (см. гл. 2). Плазма со сравнительно низкой степенью ионизации и температурой до  $10^3$  К образует ионосферу Земли (И). Высокие концентрации заряженных частиц имеют место, например, в «электронном газе» в металлах (ЭГМ) и в так называемых «белых карликах» – звездах сравнительно небольшой массы и с высокой плотностью вещества. Из этого краткого обзора видно, что плазма занимает «срединное положение» и обычно характеризуется значениями параметров в пределах  $T_e = 10^3$ – $10^5$  К и  $n_e \sim 10^9$ – $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Это соответствует «умеренной» силе разрядного тока – порядка 1 А/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим теперь более подробно основные элементарные процессы в газоразрядной плазме; некоторые из них уже упоминались выше. Сложность общей картины процессов столкновения обусловлена наличием частиц нескольких различных сортов: нейтральных атомов (молекул) газа в основном и возбужденных (в том числе долгоживущих – «метастабильных») состояниях, ионизированных атомов (которые также могут находиться в возбужденных состояниях) обоих знаков и свободных электронов. В зависимости от условий разряда (давления и рода газа, напряженности поля в плазме и разрядного тока) в плазме могут преобладать те или иные элементарные процессы, что приводит к установлению определенной температуры, степени ионизации, спектрального состава и интенсивности излучения плазмы. Эти процессы можно классифицировать по различным признакам, причем всякая такая классификация является, конечно, в известной мере условной.

Рассмотрим, прежде всего, процессы, управляющие заселением и опустошением возбужденных уровней нейтральных атомов газа. Концентрация возбужденных атомов определяет интенсивность излучения плазмы; знание характеристик излучения важно для многих практических приложений (см. п. 5.3.).

К заселению возбужденных уровней ведут следующие основные процессы:

- 1) «удары 1 рода», при которых часть кинетической энергии сталкивающихся частиц переходит во внутреннюю энергию возбуждающихся атомов; такие столкновения возможны с электронами, ионами и другими атомами газа. Если возбуждение атома происходит из основного состояния, то оно называется «прямым»; если же атом возбуждается из долгоживущего

(метастабильного) состояния, то процесс называется «ступенчатым возбуждением». Последний процесс играет существенную роль в сравнительно немногих чистых газах – гелии, неоне, парах ртути, а также в некоторых газовых смесях;

2) «удары 2 рода» с электронами, атомами и ионами, при которых возбужденный атом частично передает свою внутреннюю энергию и переходит в нижележащее возбужденное состояние без излучения;

3) спонтанные (самопроизвольные) и вынужденные (индуцированные) излучательные переходы с вышележащих уровней;

4) поглощение света (фотонов), в частности, атомов в основном состоянии («резонансное поглощение»);

5) рекомбинация ионов с образованием атомов в возбужденных состояниях.

К опустошению возбужденных уровней ведут следующие процессы:

1) спонтанное или индуцированное излучение с переходом на нижележащие уровни;

2) удары 1 рода с возбуждением на вышележащие уровни (или ионизацией) атома;

3) удары 2 рода, при которых атом частично передает свою внутреннюю энергию ударяющей частице (электрону, иону) и переходит в нижележащее, обычно основное, состояние;

4) дезактивация возбужденных (в частности, метастабильных) атомов на стенках разрядного сосуда в результате их диффузии к стенкам.

Полный учет этих процессов в принципе позволяет рассчитать равновесные концентрации возбужденных атомов и тем самым определить спектры и интенсивность излучения плазмы. Однако практическое осуществление программы наталкивается на большие трудности, обусловленные, в частности, тем, что характеристики многих элементарных процессов известны лишь с весьма низкой точностью (до нескольких порядков величины). Поэтому используются различные упрощенные методы оценки интенсивности излучения плазмы газоразрядных источников света (см. п. 5.3).

Вторая группа процессов – ионизация атомов (молекул) при столкновениях с электронами, атомами (ионами) или фотонами. Ионизация быстрыми электронами обычно называется «ударной ионизацией» и является преобладающим механизмом ионизации газоразрядной плазмы; ионизация тяжелыми частицами играет заметную роль лишь в очень горячей плазме при высоких кинетических энергиях частиц. Ионизация электронами может иметь место из основного состояния – «прямая» ионизация – или из долгоживущего (метастабильного) состояния – «ступенчатая» ионизация. Ступенчатая ионизация обладает большой вероятностью, ввиду близости метастабильного состояния к границе ионизации атома, и в определенных условиях – при достаточной концентрации метастабильных атомов – может стать преобладающим механизмом ионизации плазмы (такая ситуация часто имеет место, например, в дуговом разряде в парах ртути). Процесс «фотоионизации»

атомов под действием света эффективно протекает в «сплошной», ярко светящейся плазме; как уже указывалось выше, роль этого процесса особенно велика в импульсном (искровом) разряде.

Третью большую группу образуют процессы рекомбинации ионов и электронов в газоразрядной плазме. Обычно ведущую роль играют столкновения положительных ионов и электронов; за исключением некоторых «электроотрицательных» газов, концентрация отрицательных ионов обычно сравнительно невелика. Однако при низких температурах плазмы возрастает вероятность «захвата» свободных электронов нейтральными атомами, так что концентрация отрицательных ионов также увеличивается. В этих условиях (характерных, например, для рекламных «газосветных трубок») роль рекомбинации положительных и отрицательных ионов становится заметной.

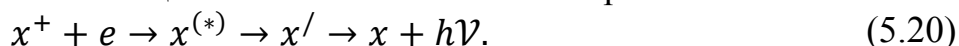
Рассмотрим некоторые схемы рекомбинационных процессов в плазме; вначале остановимся на рекомбинации положительных ионов с электронами. Простейшей схемой процесса такого рода является «двухчастичная» рекомбинация или «радиационный захват» электрона ионом с образованием возбужденного атома и последующим излучением по схеме:



где  $x^+$  – ион,  $e$  – электрон,  $x'$  – атом в возбужденном состоянии,  $x$  – атом в основном состоянии,  $h\nu$  – квант излучения. Процесс может быть количественно охарактеризован коэффициентом (или «скоростью») рекомбинации  $\alpha_{ei}$ , который входит в кинетическое уравнение вида  $\frac{dn_+}{dt} =$

$$= \frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{ei} n_e^2. \text{ Теоретические расчеты показывают, что для процесса}$$

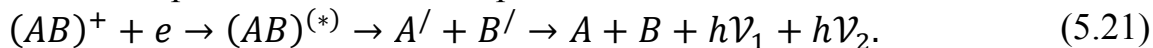
(5.19) величина  $\alpha$  обычно сравнительно невелика – порядка  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  см /с – и возрастает с понижением электронной температуры как  $T_e^{-1/2}$ . Обычно этот процесс «маскируется» другими, рассматриваемыми ниже, процессами. «Диэлектронная» рекомбинация положительных ионов протекает по схеме:



Сущность процесса заключается в следующем. У ряда атомов (ртуть, таллий и др.) имеются серии энергетических уровней, сходящиеся к пределам, расположенным выше первой границы ионизации (см. т. III). При захвате электрона ионом  $x^+$  может образоваться атом на одном из таких уровней ( $x^{(*)}$ ). Из этого состояния возможны переходы двух типов – спонтанный переход в ионизированное состояние («автоионизация») и переход в состояние, нейтрального атома с энергией ниже границы ионизации  $x'$  с последующим излучением. Этот последний переход, носящий двухступенчатый («двухэлектронный») характер, и называется диэлектронной рекомбинацией. Заметим, что вместо перехода с излучением атом из состояния может перейти на устойчивый уровень с энергией ниже границы ионизации в результате упомянутого выше «удара 2 рода»; однако такой процесс реализуется лишь при очень высоких электронных концентрациях, не характерных для газоразрядной

плазмы. Теория процесса разработана весьма детально. Скорость рекомбинации по этой схеме может быть значительно выше, чем для процесса (5.19) и достигает  $10^{-10}$  см/с, возрастая при понижении электронной температуры.

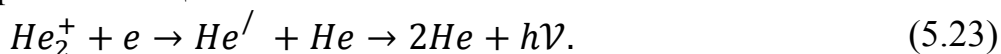
«Двухчастичная» рекомбинация возможна также между молекулярным ионом  $(AB)^+$  и электроном. Сущность процесса заключается в захвате ионом электрона и образовании молекулы в отталкивательном («антисвязанном») состоянии, что приводит затем к диссоциации молекулы на возбужденные атомы с последующим излучением. Такой процесс называется «диссоциативной рекомбинацией» и протекает по схеме:



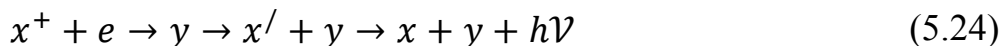
Коэффициент диссоциативной рекомбинации возрастает с понижением электронной температуры плазмы как  $T^{-1/2}$  и может достигать очень больших значений – порядка  $10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с. Молекулярные ионы в некоторых газах (например, в гелии) с большой вероятностью образуются в результате процесса «конверсии» атомарных ионов с участием двух «нормальных» атомов, например, по схеме:



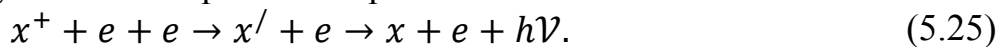
Преобладанием этого процесса можно удовлетворительно объяснить необычно высокие скорости рекомбинации, измеренные в некоторых разрядах (пары ртути, инертные газы и др.); типичным примером является диссоциативная рекомбинация в гелии



Помимо перечисленных «двухчастичных» процессов имеются также «трехчастичные» схемы, в которых рекомбинация иона с электроном происходит при участии третьей частицы – атома или электрона. Разумеется, вероятность таких процессов повышается с ростом концентрации таких «третьих» частиц. Трехчастичная рекомбинация с участием нейтрального атома протекает по схеме:



(разумеется, в чистых газах частицы  $x$  и  $y$  тождественны). Скорость этого процесса возрастает с повышением концентрации нейтральных атомов, т. е. с повышением давления газа в разрядной трубке. Например, для гелиевой разрядной плазмы ( $x = y = He$ ) коэффициент рекомбинации  $\alpha_{ei}$  приближенно равен  $\alpha_{ei} \approx 10^{-11} P$  (см<sup>3</sup>/с), где  $P$  – в мм рт. ст. (1 мм рт. ст. = 133 Па). Процесс (5.24) может стать преобладающим при достаточно высоких давлениях газа. Если же достаточно велика концентрация заряженных частиц, т. е. степень ионизации плазмы, то более вероятной становится трехчастичная рекомбинация с участием второго электрона по схеме



При этом, очевидно, коэффициент рекомбинации пропорционален концентраций электронов ( $\alpha_{ei} \sim n_e$ ), так что скорость процесса пропорциональна  $n_e^3$ . Теория этого процесса разработана детально.

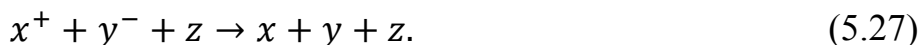


Коэффициент рекомбинации по схеме (5.25) резко возрастает с понижением электронной температуры – примерно как  $T^{-9/2}$ . При  $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (типичное значение для газоразрядной плазмы низкого давления) величина  $\alpha_{ei}$  достигает  $10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ .

Существует значительное количество экспериментальных методов измерения скоростей рекомбинации в газах; они детально описаны в специальной литературе. Однако в настоящее время данные для многих газов весьма противоречивы. В некоторых случаях (например, для разряда в парах ртути) расхождения между результатами измерений различными методами достигают нескольких порядков; например, для плазмы инертных газов получаются значения коэффициента рекомбинации примерно от  $10^{-7}$  до  $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Это объясняется большими экспериментальными трудностями при проведении подобных измерений и многообразием рекомбинационных процессов в плазме. Как уже указывалось выше, при определенных условиях в ряде газов ( $O_2$ ,  $H_2$  пары  $K$ ,  $Al$  и др.) существенный вклад могут вносить процессы рекомбинации положительных и отрицательных ионов, что еще больше усложняет картину элементарных процессов в плазме. Рекомбинация ионов может происходить по «двухчастичной» схеме типа



или же по трехчастичной схеме



Теория таких процессов разработана достаточно подробно. При низких давлениях скорость трехчастичной рекомбинации (5.27) возрастает, а при более высоких давлениях уменьшается примерно как  $I/p$  из-за снижения подвижности ионов в газе.

Последнюю большую группу процессов в газоразрядной плазме образуют процессы диффузии метастабильных атомов и заряженных частиц к стенкам разрядного сосуда (или же к границе области, занятой плазмой, если разряд горит в «открытых» условиях). Вблизи стенок эффективно протекают процессы рекомбинации ионов и дезактивации возбужденных атомов, поэтому концентрация этих частиц у стенок всегда значительно ниже, чем у оси разрядной трубки, и часто может считаться равной нулю (например, при приближенных расчетах скорости процессов диффузии). Поэтому под действием градиента концентрации указанные частицы диффундируют к стенкам, и их поток  $j$  (количество частиц, проходящих за единицу времени через единичную площадку в направлении потока) определяется известным законом Фика:

$$j = -D \text{grad} n, \quad (5.28)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии частиц. С помощью этого закона можно вывести дифференциальное уравнение, описывающее изменение концентрации частиц со временем в различных областях разряда

$$\frac{dn}{dt} = \Delta(Dn), \quad (5.29)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа (в прямоугольных координатах  $(\Delta \equiv \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2})$ ).

В стационарных условиях, когда концентрация достигает установившихся значений, это уравнение превращается в уравнение Лапласа

$$\Delta(Dn) = 0. \quad (5.30)$$

Методы решения таких дифференциальных уравнений хорошо известны. Во многих практически важных случаях, когда разрядный сосуд имеет правильную геометрическую форму (что, естественно, выгодно из технологических соображений), решение имеет сравнительно простой вид. Часто полагают, что концентрация частиц изменяется со временем по экспоненциальному закону

$$n = n_0 \exp\left(-t/\tau_d\right), \quad (5.31)$$

где  $\tau_d$  – характерное время диффузии. Тогда «координатная» часть выражается в сравнительно простом виде; например, в случае плоского разрядного сосуда размера  $L$  величина  $n$  зависит только от размера координаты  $x$ , и для  $n(x, t)$  имеем выражение

$$n = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{B_k}{2} \sin\left(\frac{L}{\sqrt{D\tau_k}}\right) e^{-t/\tau_k}, \quad (5.32)$$

где

$$\frac{L}{\sqrt{D\tau_k}} = k\pi (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.33)$$

(постоянные  $B_k$  определяются из начальных условий).

Различным значениям  $k$  соответствуют разные «моды» диффузии, причем скорость убывания концентрации частиц со временем определяется наиболее «медленной» модой с максимальным временем  $\tau_k$ , соответствующим наименьшему значению  $k$ .

Равновесная концентрация заряженных частиц в плазме определяется приближенным уравнением «баланса» между процессами ионизации и диффузии (если, как это имеет место в слабо ионизированной плазме, процессами рекомбинации в первом приближении можно пренебречь)

$$\nu_i n_e + D\Delta n_e = 0, \quad (5.34)$$

где  $\nu_i$  – частота ионизации, т. е. число актов ионизации в единице объема в единицу времени. При решении этого уравнения часто используют формальную замену

$$\Delta n_e \rightarrow -\frac{n_e}{\Lambda^2}, \quad (5.35)$$

что значительно упрощает решение. Величина  $\Lambda$  называется «диффузионным размером» разрядного сосуда. Например, для длинной цилиндрической разрядной трубки радиуса  $R$  имеем

$$\Lambda = \frac{R}{2,405}, \quad (5.36)$$

а выражение для концентрации  $n_e$  в зависимости от радиальной координаты  $r$  имеет вид

$$n_e = n_{e0} J_0 \left( \frac{2,405r}{R} \right), \quad (5.37)$$

где  $n_{e0}$  – концентрация электронов на оси разрядной трубки,  $J_0$  – функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка ( $2,405 \equiv \mu_1$ ) – это значение первого корня этой функции  $J_0(\mu_1) = 0$ .

Рассмотрим конкретный характер диффузии заряженных частиц в плазме. Наличие 2 сортов частиц – «быстрых» электронов и сравнительно медленных (из-за их большой массы) ионов приводит к появлению тенденции к нарушению «квазинейтральности» плазмы, т. е. условия  $n_e \approx n_i$ ; во всем ее объеме. Действительно, более быстрые электроны стремятся диффундировать к стенкам разрядного сосуда и выйти из объема плазмы; тот же процесс для ионов обладает гораздо меньшей скоростью. Поэтому уход электронов к стенкам приводит к появлению нескомпенсированного положительного заряда, препятствующего диффузии электронов и способствующего диффузии ионов. В результате процесс диффузии заряженных частиц принимает «совместный» характер так называемой «амбиполярной» диффузии зарядов обоих знаков в одном и том же направлении. Если же размеры разрядного сосуда очень малы, или же плазма является весьма разряженной, то становится возможной «свободная» диффузия электронов и ионов с соответствующими коэффициентами  $D_e$  и  $D_i$ . Уравнение амбиполярной диффузии имеет вид (5.28), причем под  $D$  следует здесь подразумевать коэффициент амбиполярной диффузии, равный

$$D_a = \frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i}, \quad (5.38)$$

где  $\mu_e$  и  $\mu_i$  – подвижности электронов и ионов в газе, соответственно. Величина подвижности частиц связана с соответствующим коэффициентом диффузии  $D$  универсальным соотношением Эйнштейна

$$\mu = \frac{e}{kT} D, \quad (5.39)$$

где  $e$  – заряд частиц,  $k$  – постоянная Больцмана. Для низкотермической плазмы разряда низкого давления ( $T_e \gg T_i$ ) для  $D_a$  приближенно имеем

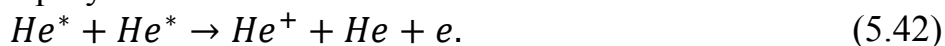
$$D_a \approx D_i \frac{T_a}{T_i} \approx \frac{kT_e}{e} \mu_i. \quad (5.40)$$

Для изотермической плазмы высокого давления

$$D_a \approx 2D_i \approx 2\mu \frac{kT}{e}. \quad (5.41)$$

Обычно под  $D$  в уравнении баланса (5.34) подразумевают именно величину  $D_a$ . В электроотрицательных газах наличие отрицательных ионов может существенно изменить картину диффузии заряженных частиц; рассмотрение этой весьма сложной проблемы далеко выходит за рамки данной книги.

Как уже упоминалось выше, в плазме некоторых газов (*He*, паров *Hg* и др.) может существовать значительная концентрация нейтральных атомов в долгоживущих «метастабильных» состояниях. Например, в гелиевой плазме существуют атомы в состоянии  $2^3S_1$ ; время жизни изолированного атома в таком состоянии оценивается примерно в  $2 \cdot 10^5$  лет. Существование таких атомов объясняется на основе квантовой теории, как будет подробно рассмотрено в т. III. Метастабильное состояние может «разрушаться» за счет «безизлучательных» переходов на вышележащие или нижележащие уровни при соударениях с атомами или электронами, а также в результате соударения метастабильных атомов друг с другом. Таким образом, существование таких атомов в плазме может существенно сказаться на концентрации возбужденных атомов, а также ионов и электронов в плазме. Например, в результате парных столкновений атомов гелия  $He^*$  в состоянии  $2^3S_1$  (отметим, что в гелии существуют также метастабильные атомы в другом состоянии  $2^1S_n$  с меньшим «временем жизни») образуют ионы гелия

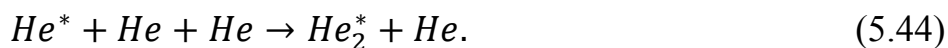


Особенно важную роль играют метастабильные атомы в так называемых «пеннинговских» смесях газов, в которых происходит «ионизация Пеннинга» – ионизация атомов одного газа в результате столкновений с метастабильными атомами другого газа. Например, в смеси *He-Ar* имеет место ионизация по схеме



Ионизация Пеннинга представляет собой экзотермический процесс и сопровождается выделением некоторого количества энергии  $\Delta E$ .

Она наблюдается также в смесях *He-Ne*, *He-Kr*, *He-Xe*, *He-N<sub>2</sub>*, *He-O<sub>2</sub>*, *He-CO*, *He-Hg*, *Ne-Ar*, *Ne-H<sub>2</sub>* и др. При столкновении метастабильного и «нормального» атома может возникнуть молекула также в метастабильном возбужденном состоянии. Так, известно, что гелий при обычных условиях является многоатомным газом, и его атомы не образуют молекул, однако в плазме разряда в гелии при столкновении метастабильного атома *He* ( $2^3S_1$ ) с «нормальным» атомом *He* при участии третьей частицы (второго атома *He*) сравнительно эффективно протекает процесс образования возбужденной молекулы  $He^*$



Время жизни молекулы в этом состоянии – не менее 0,05 с. На рассмотрении некоторых других процессов в газоразрядной плазме, обычно играющих незначительную роль, мы останавливаться не будем.

Из всего изложенного ясно, что картина взаимосвязанных элементарных процессов столкновения в газоразрядной плазме является чрезвычайно сложной. Поэтому построение удовлетворительной математической модели плазмы с учетом всех действующих процессов с целью теоретического расчета параметров плазмы и характеристик ее излучения, что весьма важно с практической точки зрения для проведения инженерных расчетов при создании

различных плазменных приборов и устройств (которые будут рассматриваться ниже в этой главе), пока является делом будущего. Поэтому в настоящее время существует богатый арсенал экспериментальных методов исследования состояния плазмы, которые объединяются понятием «диагностика плазмы». По этим вопросам существует весьма обширная литература, поэтому мы ограничимся рассмотрением лишь немногих основных методов.

### 5.2.2 Диагностика газоразрядной плазмы

Одним из самих «классических» и широко распространенных является «зондовый» метод исследования состояния плазмы – ее степени ионизации и электронной температуры. Зонды представляют собой металлические стерженьки малых размеров, впаянные в разрядный сосуд в различных местах и включенные в измерительную цепь, регистрирующую ток на зонд. Пусть на введенный в плазму одиночный металлический зонд («зонд Ленгмюра») подан отрицательный потенциал  $U_3$ , а в плазме существует некоторое распределение потенциала  $U_n$ , причем в месте расположения зонда  $|U_3| \ll U_n$ , а сама плазма квазинейтральна ( $n_e \approx n_i$ ). Тогда плотность тока положительных ионов на зонд определяется «законом трех вторых» (в области, далекой от насыщения  $j_+ = \text{const}$ )

$$j_+ = \frac{1}{9\pi} \left( \frac{2e}{M_+} \right)^{1/2} \frac{\mathcal{V}^{3/2}}{d^2} = \frac{1}{4} e n_+ \bar{\mathcal{V}}_+, \quad (5.45)$$

где  $\mathcal{V} = |\mathcal{V}_3 - \mathcal{V}_n|$ ,  $d$  – толщина слоя пространственного заряда, окружающего зонд (при больших  $\mathcal{V}$  она может достигать значительных размеров),  $\bar{\mathcal{V}}_+$  – средняя скорость ионов, определяемая ионной температурой ( $T_i$ ) плазмы,  $n_+$  – концентрация положительных ионов. Таким образом, ток на зонд зависит от основных параметров плазмы в области расположения зонда, и его измерение дает информацию об этих параметрах. При возрастании  $\mathcal{V}$  в конце концов достигается «плотность тока насыщения», не зависящая от  $\mathcal{V}$  и определяемая лишь величиной концентрации  $n_e = n_+$ ; на этом основан «классический» зондовый метод измерения концентрации заряженных частиц в плазме. В настоящее время имеются многочисленные варианты зондовых измерений, а их теоретические основы и методика проведения разработаны весьма детально. Остановимся лишь на оригинальном варианте – методе «высокочастотного зонда». В плазму вводится небольшой «радиопередающий» зонд с рабочей частотой 300 МГц и приемный зонд. Измеряется «резонансная частота» плазмы как частота максимального приема; она практически совпадает с так называемой «плазменной частотой» электронных колебаний  $W_{ne} = \left( 4\pi n_e e^2 / m \right)^{1/2}$ . Поэтому по измеренной резонансной частоте можно определить концентрацию электронов  $n_e$ .

Широкое распространение получили оптические методы диагностики плазмы. К ним относится, например, исследование плазмы с помощью интерферометра Фабри–Перо (см. т. III); метод основан на зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и оптического показателя преломления плазмы  $n$  от концентрации электронов  $n_e$ :

$$n = \sqrt{\varepsilon} \approx 1 - \frac{2\pi e^2 \Lambda_e}{m\omega^2}. \quad (5.46)$$

В результате измерения определяется полное число электронов в направлении распространения «зондирующего» светового пучка, а затем вычисляется концентрация электронов в этом направлении. В качестве источников света при таких измерениях все шире используются оптические квантовые генераторы – лазеры, что обусловлено повышенными требованиями к монохроматичности и интенсивности пучка для обеспечения хорошей точности измерений. При этом, ввиду ничтожной расходимости лазерного луча, имеется возможность исследования пространственного распределения концентрации электронов в плазме.

Внедрение лазеров в практику научных исследований привело к созданию нового перспективного метода диагностики плазмы – определения электронной температуры и концентрации по рассеянию лазерного излучения на электронах плазмы. Теория показывает, что характеристики рассеянного излучения однозначно связаны с параметрами плазмы. Анализ спектра рассеянного излучения позволяет определить температуру электронов и ионов, концентрации заряженных частиц и другие важные характеристики плазмы. При осуществлении этого метода применяются специальные приемы ослабления «паразитного» рассеяния луча от стенок разрядной камеры и устранения линий излучения газа и примесей. При использовании лазера с мощностью в импульсе 0,4–1 Дж и длительности импульса 0,1 мкс метод позволяет измерять электронные концентрации в интервале  $10^{12}$ – $10^{16}$  см<sup>3</sup>.

Электромагнитное излучение плазмы может использоваться как «невозмущающий зонд» при решении различных задач диагностики плазмы. При спектральных исследованиях излучения плазмы измеряются интенсивности спектральных линий, интенсивность непрерывного спектра (фона), а также форма и ширина спектральных линий. Из этих данных можно извлечь информацию об основных параметрах плазмы  $n_e$  и  $T_e$ . Величина может быть сравнительно легко определена по отношению интенсивностей пары линий, которое приближенно пропорционально  $\exp(-\Delta E/kT_e)$ , где  $\Delta E$  – разность уровней, соответствующих этим линиям. По результатам абсолютных измерений линий можно судить об электронной концентрации.

Непрерывный спектр излучения плазмы (фон) обычно обусловлен «тормозным» излучением электронов на атомах (ионах) или рекомбинационным излучением в результате перечисленных выше процессов. В обоих случаях интенсивность определенного участка фона зависит от величины  $n_e$  и  $T_e$ ; например, в водородной плазме интенсивность тормозного

излучения с частотой  $\omega$  пропорциональна  $n_e^2 T_e^{-1/2} \exp\left(-\frac{n\omega}{kT_e}\right)$ , где  $n = \frac{h}{2\pi}$ , ( $h$  – постоянная Планка). При  $n\omega \gg kT_e$  относительные измерения интенсивности дают информацию о величине  $T_e$ , а в области частот  $n\omega \ll kT_e$  – о величине  $n_e$  при уже известной величине  $T_e$ . Обширную информацию о параметрах плазмы – величинах  $n_e$ ,  $T_e$ , напряженности магнитного поля  $H$  и т. д. – дает исследование формы профилей спектральных линий.

Значительное распространение получили «микроволновые» методы зондирования плазмы – электромагнитными волнами в СВЧ диапазоне. Например, метод фазового сдвига заключается в том, что по результатам измерения смещения фазы миллиметровых волн, прошедших в двух взаимно перпендикулярных направлениях через различные участки плазмы, можно построить картину распределения концентрации электронов в поперечном сечении плазменного столба. Теория этого метода разработана детально, и обработка данных измерений сравнительно проста. Измерение сдвига фаз осуществляется СВЧ фазометрами, которые существуют в различных конструктивных исполнениях и обеспечивают достаточную точность измерений.

К микроволновым методам относится также измерение электрической проводимости плазмы на сверхвысоких частотах резонаторными методами; они позволяют определять концентрацию электронов в плазме и частоту столкновений электронов с ионами, а также электронную температуру плазмы. Проводимость определяется по изменению обратной величины добротности резонатора при возбуждении в нем газового разряда. Многие другие разновидности микроволновой диагностики плазмы описаны в специальной литературе.

За последнее время появились новые методы диагностики, которые, правда, относятся к сравнительно «горячей» плазме и менее эффективны в применении к газоразрядной плазме. К таким методам относится, например, определение электронной концентрации путем измерения группового времени запаздывания электромагнитных колебаний в плазме, которое связано со сдвигом фазы, возникающим при прохождении электромагнитных волн через плазму. По сравнению с упомянутым выше «методом фазового сдвига» этот метод обладает определенными преимуществами, в частности, позволяет проводить измерения в более плотной плазме.

Плазма с очень высокой температурой ( $10^7$  К и выше) может исследоваться путем изучения характеристик ее нейтронного излучения. Нейтроны возникают при ядерных реакциях, протекающих, например, в водородной плазме. В частности, по интегральному выходу нейтронов можно оценить ионную температуру плазмы. Для этой же цели может быть использовано измерение ширины нейтронного энергетического спектра. В последние годы успешно развивается активный метод диагностики высокотемпературной плазмы пучками быстрых нейтральных частиц. Этот метод обладает наибольшей надежностью, высокой временной и

пространственной разрешающей способностью и дает возможность проводить измерения в том диапазоне параметров плазмы, который труднодоступен для исследования другими методами. На основе измерения относительного ослабления пучков различных нейтральных частиц после прохождения ними слоя плазмы можно получить картину изменения во времени основных параметров плазмы: плотности ионов, нейтральных частиц, а также электронной температуры. В качестве зондирующих частиц целесообразно использовать легкие атомы (например, водорода). Следует упомянуть также о масс-спектрометрических методах исследования, позволяющих определить ионный состав плазмы. При этом с помощью энергетических анализаторов можно построить профили электронной и ионной плотностей плазменного столба. Энергетические потери в плазме исследуются с помощью болометрических зондов, или термпар; также измерения дают информацию об энергетическом балансе плазмы и о преобладании тех или иных элементарных процессов.

Большой практический интерес представляет диагностика плазмы импульсных разрядов, которые в настоящее время исключительно широко применяются при создании высокоинтенсивных источников света разнообразного назначения (см. п. 5.3). Для таких разрядов различают стадии «собственно разряда», когда в плазму вводится электрическая мощность от внешнего источника, и «распада» плазмы в промежутке между импульсами. Методы диагностики этих стадий импульсного разряда существенно отличаются.

Длительность разрядного импульса, например, в мощных источниках света, обычно имеет порядок величины  $10^{-3}$  с. Характерные времена развития элементарных процессов, перечисленных выше, обычно значительно короче, поэтому можно принять, что, по крайней мере, на большей части продолжительности разрядного импульса в плазме успевает установиться «квазистационарный режим» с определенными значениями параметров ( $n_e$ ,  $T_e$ ). Это дает возможность использовать для диагностики этой стадии импульса разряда «стационарные» методы типа рассмотренных выше. В частности, температура плазмы может быть оценена оптическими методами. Часто используется метод определения температуры плазмы (при высоких давлениях плазма импульсного разряда может считаться изотермической,  $T_e = T_i = T$ ) по результатам абсолютных измерений интенсивности излучения и показателя преломления плазмы при одной и той же выбранной длине волны. Электронная концентрация оценивается по форме и ширине контуров спектральных линий излучения атомов основного газа или легко возбудимых примесей («присадок»). Определение временной зависимости концентрации заряженных частиц во время импульса осуществляется упомянутыми выше интерферометрическими методами, в частности, лазерным «зондированием» плазмы, основанными на изменении показателя преломления плазмы при изменении степени ее ионизации. Зависимость показателя преломления для



электронной ( $\mu_e$ ), ионной ( $\mu_i$ ) и нейтральной ( $\mu_a$ ) компонент плазмы от концентрации соответствующих частиц дается приближенными выражениями

$$\begin{aligned}\mu_e &= 1 - 4,94 \cdot 10^{-14} \lambda^2 n_e, \\ \mu_{i(a)} &= 1 + a \left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right) n_{i(a)},\end{aligned}\quad (5.47)$$

где  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения,  $a$  и  $b$  – константы, зависящие от рода газа и содержащиеся в специальных таблицах ( $a \sim 10^{-24} - 10^{-23}$ ,  $b \sim 1(10^{-10} - 10^{-11})$ ). «Суммарный» показатель преломления для плазмы инертных газов ( $Xe, Ar$ ) определяется как

$$\mu = 1 - 4,94 \cdot 10^{-14} \lambda^2 n_e + a \left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right) (n_a + n_i). \quad (5.48)$$

Выбором длины волны зондирующего излучения можно добиться того, что третье слагаемое в (5.48) станет пренебрежимо малым; тогда по измеренному значению можно определить электронную концентрацию.

Особенностью «распадающейся» плазмы в промежутке между разрядными импульсами является быстрый спад концентрации заряженных частиц в результате описанных выше процессов диффузии и рекомбинации, снижение концентрации возбужденных атомов в результате излучения («высвечивание» линий) и возрастание роли долгоживущих «метастабильных» атомов. Концентрации электронов становятся малыми, что накладывает специфические ограничения на возможность применения тех или иных методов диагностики. «Классический» зондовый метод при этом зачастую дает ненадежные результаты. Более уместными для исследования распадающейся плазмы являются микроволновые (СВЧ) методы измерения электронной концентрации ( $n_e$ ), которые как раз обеспечивают наибольшую точность при малых  $n_e$  (до  $10^6 \text{ см}^{-3}$ ), а при больших  $n_e$  (выше  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) их точность снижается из-за «макроскопической» (в больших объемах) поляризации плазмы. Плазма со средней электронной концентрацией  $n_e$  обладает комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon^*$ , зависящей от  $n_e$ , частоты столкновения электронов с атомами газа  $\nu_e$  и частоты изменения поля  $f$ . Если плазма заполняет однородный резонатор с собственной частотой  $f_r$ , то наблюдается сдвиг резонансной частоты  $\Delta f_r$ , причем

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \frac{\bar{n}_e}{2[1 + (\nu_e^2 m / e^2)]}. \quad (5.49)$$

По измененному относительному сдвигу можно судить о величине  $\varepsilon^*$ . Наиболее подходящая для таких измерений длина волны близка к 10 см. При меньшей длине объем, в котором электрическое поле в резонаторе должно быть достаточно однородным, становится слишком малым для экспериментирования; при большей – резонатор становится слишком большим и его трудно изготовить с необходимой точностью. Плазма в резонаторе создается мощным импульсом от магнетрона, при давлении газа около 1300 Па (при этом электроны достаточно быстро приходят в тепловое равновесие с тяжелыми частицами). Для этих же целей успешно применяются интерферометрические и другие СВЧ методы.

Полезную информацию об электронной температуре плазмы дает изменение «шума» в определенном диапазоне частот электромагнитных волн. Мощность «плазменного шума» в интервале частот  $(f, f+df)$  может быть выражена формулой

$$dP = dfkT_N, \quad (5.50)$$

где  $T_N$  – так называемая «шумовая» температура плазмы, которая может быть связана с электронной температурой  $T_e$ , и частотой электронных столкновений  $\nu_e$ .

Весьма распространены оптические методы диагностики распадающейся плазмы, основанные на измерении интенсивности излучения спектральных линий или поглощения излучения «долгоживущими» атомами. Оценка электронной температуры  $T_e$  может быть выполнена по методу отношения интенсивностей пар линий, упомянутому выше. Измеряя изменение этого отношения со временем, можно получить информацию о временном изменении  $T_e$  в распадающейся плазме. После прекращения разрядного импульса электронная температура вначале спадает быстро из-за интенсивной передачи энергии быстрыми электронами атомам при неупругих столкновениях, а затем уменьшается более медленно за счет обмена энергией при упругих столкновениях. При достаточно больших промежутках между импульсами может наступить практически полная «термализация» электронов, при которой они приходят в тепловое равновесие с атомами газа. Измерение концентрации метастабильных атомов осуществляется по поглощению линии, нижним уровнем которой является метастабильное состояние. Эти измерения дают ценную информацию о динамике распада плазмы импульсного разряда.

Развитие и совершенствование методов диагностики плазмы продолжается и в настоящее время. Эти вопросы постоянно освещаются в обширной периодической литературе по физике и технике плазмы.

### 5.2.3 Излучение газоразрядной плазмы

Рассмотрим некоторые особенности «высвечивания» газоразрядной плазмы для различных видов разряда, описанных в п. 5.1. Эти особенности необходимо учитывать, в частности, при разработке газоразрядных источников света, основные типы которых будут рассмотрены ниже, в п. 5.3.

Электромагнитное излучение плазмы тлеющего и дугового разрядов характеризуется рядом общих закономерностей, хотя имеются и некоторые специфические, в основном количественные различия. Это обусловлено существенной общностью механизмов излучения «положительного столба» разряда, который в обоих случаях представляет собой слабо ионизированную квазинейтральную плазму. В тлеющем разряде поставщиками электронов являются так называемые  $\gamma$ -процессы – вторичная электронная эмиссия с катода и отчасти фотоионизация, в то время как в дуговом разряде свободные электроны возникают в основном в процессе термоавтоэмиссии. Размножение

электронов происходит путем образования электронных лавин. Однако в обоих случаях, особенно при низких давлениях, концентрация электронов обычно не превышает  $10^{14}$ - $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, т. е. степень ионизации составляет доли процента, а электронная температура составляет несколько электрон-вольт (т. е. порядка  $10^4$  К). Поэтому характер процессов ионизации, рекомбинации и возбуждения, определяющих заселение и опустошение возбужденных состояний атомов (молекул), оказывается сходным для обоих типов газового разряда. Отклонения от квазинейтральности плазмы незначительны и имеют место преимущественно вблизи электродов и стенок разрядного сосуда.

Изучение плазмы разряда низкого давления обычно носит выраженный «линейчатый» характер: электромагнитные волны в оптическом диапазоне частот испускаются возбужденными атомами при переходах между энергетическими уровнями, набор которых индивидуален для каждого атома (см. т. III). Кроме того, в спектре могут наблюдаться молекулярные «полосы» – группы тесно расположенных линий, а также рекомбинационные «континуумы» – более или менее протяженные участки непрерывного спектра, обусловленные излучением с высоких возбужденных состояний атомов, образующихся при захвате электронов ионами. При этом тлеющий разряд характеризуется сравнительно слабым высвечиванием из-за сравнительно низкой степени ионизации плазмы (порядка  $10^{-3}$ – $10^{-5}$ ). В свечении разряда наблюдаются резко выраженные отдельные области – катодное свечение, тлеющее свечение и положительный столб, что обусловлено характерным распределением потенциала между электродами, описанным в п. 5.1. Яркость свечения разряда зависит от силы разрядного тока, рода и давления газа. При низких давлениях (порядка 100 Па и ниже) свечение заполняет практически все поперечное сечение разрядной трубки. При повышении давления до 1 кПа становится заметным «отшнурование» положительного столба – отделение его от стенок трубки. Это обусловлено тем, что температура газа у стенок ниже, чем в приосевой области разряда. Поскольку давление газа всюду одинаково, то его плотность у стенок выше, «свободный пробег» электронов между последовательными столкновениями с атомами газа здесь короче, и степень ионизации меньше, поэтому плотность тока у стенок существенно ниже, чем у оси, что и проявляется в меньшей яркости свечения плазмы. Этот эффект был детально исследован как теоретически, так и экспериментально. Было показано, что яркость свечения в направлении к стенкам трубки убывает несколько быстрее, чем электронная концентрация. Это обусловлено отличием условий возбуждения атомов вблизи стенок, связанным с изменением характера распределения электронов по энергиям в этих областях разряда – относительная доля «быстрых» электронов на «хвосте» распределения (именно эти электроны принимают основное участие в возбуждении атомов) у стенок оказывается меньшей, чем у оси трубки. Ярко выраженная «контракция» (сжатие) разряда наблюдалась, например, в водороде при давлениях выше 100 Па. Эти данные детально рассмотрены в специальной литературе.

В спектре дугового разряда также наблюдается большое количество спектральных линий, испускаемых возбужденными атомами. Поскольку степень ионизации плазмы и, соответственно, сила разрядного тока в дуговом разряде выше, чем в тлеющем, то и интенсивность свечения дуги выше. При повышении силы тока и степени ионизации возрастает не только интенсивность так называемых «дуговых» линий, испускаемых возбужденными нейтральными атомами, но также и интенсивность «искровых» линий, принадлежащих возбужденным ионам. При дальнейшем повышении «плотности» ионизированной плазмы интенсивность дуговых линий начинает падать, интенсивность искровых линий, принадлежащих однократно ионизированным атомам, возрастает медленнее, а затем также начинает спадать, но зато быстро возрастает интенсивность линий, излучаемых двукратно, трехкратно и вообще многократно ионизированными атомами. В очень «горячей» плазме могут наблюдаться линии излучения десятикратно и более заряженных ионов.

Некоторыми особенностями обладает свечение разряда в смеси различных газов. При этом количество наблюдаемых спектральных линий резко возрастает, и их наложение может привести к «квазинепрерывному» виду спектра.

С повышением температуры характер спектра изменяется. В низкотемпературной плазме излучают преимущественно атомы «легкоионизируемых» (т. е. с низкой энергией ионизации) элементов (например, щелочноземельных металлов типа *Ca*, *Ba* и т. д.). При повышении температуры свечение этих атомов ослабевает, а вместо этого возрастает яркость излучения атомов с более высокой энергией ионизации (этот эффект используется в практике эмиссионного спектрального анализа, см. т. III). С другой стороны, введение в плазму легко ионизируемых «присадок» приводит к снижению температуры («охлаждению») газоразрядной плазмы; при этом снижается и напряжение на электродах, что позволяет «управлять» температурой плазмы в довольно широких пределах. Это обстоятельство также используется на практике: легко ионизируемые примеси служат «спектроскопическим буфером» для сглаживания изменений температуры, обусловленных изменениями состава проб при проведении количественного спектрального анализа.

Главной особенностью излучения дугового разряда при высоких температурах плазмы является наличие сплошного «фона» – непрерывного спектра (со «сплошным» набором частот излучения), накладывающегося на линейчатый спектр. Этот фон образуется в результате совместного действия ряда механизмов: свечения раскаленных электродов, излучения молекулярных полей (при разряде в молекулярных газах), рекомбинационного высвечивания атомов и тормозного излучения электронов. Этот фон может быть весьма интенсивным и в значительной мере «маскировать» линейчатый спектр. Интенсивность фона резко возрастает с повышением температуры плазмы  $T$ . При очень высоких температурах спектр свечения плазмы по своему характеру приближается к излучению «абсолютно черного тела», интенсивность

излучения которого пропорциональна  $T^4$ , согласно закону Стефана-Больцмана (см. т. III). Особенно велика интенсивность фона в сильноточных импульсных источниках света. В некоторых случаях оказывается желательным «подавить» сплошной фон и создать источник «чисто линейчатого» спектра. Это достигается в дуговых ртутных лампах низкого давления, имеющих специальную конструкцию с электродами из жидкой ртути, охлаждаемыми проточной водой; эти лампы работают на постоянном токе при силе тока до 15 А.

Характерной особенностью свечения положительного столба сильноточного дугового разряда является его контрагирование («шнурование») в радиальном направлении и относительная однородность в осевом направлении (эта однородность обусловлена малой величиной приэлектродного падения потенциала, в отличие от тлеющего разряда). Контрагирование дуги имеет тепловую природу, как и в случае тлеющего разряда, и обусловлено интенсивным отводом тепла из «горячей» приосевой зоны к холодной периферии разряда. В свободно горящей дуге теплоотвод осуществляется путем свободной конвекции (это обуславливает искривление столба дуги, о чем уже упоминалось выше), а в дуге, ограниченной стенками, – в основном механизмом теплопроводности. При большой силе разрядного тока, создаваемое им сильное магнитное поле, взаимодействующее с движущимися заряженными частицами в плазме, вызывает дополнительное сжатие дуги в тонкий светящийся шнур; это явление называется «самостягиванием» дуги или «пинч-эффектом». Самостягивание дуги делает ее параметры мало зависящими от стенок разрядного сосуда и способствует повышению «устойчивости» плазмы. Плотность тока в «плазменном шнуре» обычно составляет до  $1000 \text{ А/см}^2$ , а вблизи электродов – в области «катодных пятен», см. п. 5.1, может достигать  $10^8 \text{ А/см}^2$ , что вызывает интенсивные эрозионные явления на катоде, которые будут более подробно рассмотрены в п. 5.4. Еще большие плотности тока имеют место в так называемых «капиллярных» дугах.

Спектры свечения дуговых разрядов послужили предметом многочисленных экспериментальных исследований. Было, в частности, установлено, что свечение периферийных областей столба дуги характеризуется преимущественно линейчатым спектром, а интенсивность сплошного фона возрастает к приосевым областям разряда. Интенсивность фона возрастает с повышением давления и увеличением силы разрядного тока. Интенсивность компонент линейчатого спектра определяется его электронной температурой; при высоких давлениях плазма дугового разряда приближается к изотермической, и температура электронов становится приближенно равной температуре газа. Обычно с повышением давления и силы тока интенсивность линейчатого излучения также возрастает пропорционально  $i$  или  $i^2$  для различных спектральных линий.

Существенный вклад в общее излучение дугового разряда вносит свечение упомянутых выше «катодных пятен» – малых областей катода, нагретых до очень высокой температуры. Часто излучение этих пятен

маскируется свечением столба дуги; однако если столб светится слабо, что имеет место, например, для дугового разряда в ртутных вентилях, то свечение катодных пятен может стать преобладающим. В спектре этого свечения можно выделить «линейчатую» и «непрерывную» составляющие. Сплошной спектр, по-видимому, соответствует тормозному излучению вблизи катода. Линейчатый спектр излучения катодного пятна содержит линии атомов испаряющегося материала катода, причем как «дуговые», так и «искровые» линии. Все спектральные линии излучения дугового разряда сильно расширены в результате эффекта Штарка и образуют протяженные участки «квазинепрерывного» спектра.

Тщательные экспериментальные исследования доказали, что излучение столба дуги является существенно неоднородным. Можно выделить 2 более или менее выраженные (в зависимости от условий разряда) зоны: «внутреннюю», излучение которой характеризуется наложением непрерывного и линейчатого спектров, и «внешнюю», излучающую в основном линейчатый спектр. При этом температура плазмы в пределах «внутренней» области примерно постоянна, в то время как во «внешней» области температура сравнительно быстро спадает в радиальном направлении. Все эти факты используются при построении математических моделей дугового разряда, описанных в обширной специальной литературе.

Некоторыми особенностями обладает излучение безэлектродного высокочастотного (ВЧ) разряда, который осуществляется путем подведения высокочастотного напряжения к внешним кольцевым электродам, помещенным у концов трубки («*E*-разряд»), или же пропускания тока высокой частоты через катушку, «навитую» на разрядную трубку («*H*-разряд»). Особенностью механизма поддержания ВЧ разряда является наличие большого числа электронов, совершающих колебательное движение (линейное в *E*- и круговое в *H*-разряде), в результате чего длительность их нахождения в разрядном промежутке существенно возрастает, и создаются условия для накопления электронами большой энергии, расходуемой затем на возбуждение и ионизацию газа. По этой причине ВЧ разряд может зажигаться и поддерживаться при значительно более низких давлениях газа, чем дуговой и тлеющий разряд (0,1 Па и ниже). Структура *E*-разряда обладает значительным сходством с описанной выше структурой тлеющего разряда: имеются две «катодные» области с тлеющим свечением в зонах вблизи электродов, два темных фарадеевых пространства и положительный столб в средней части разрядной трубки. В *H*-разряде катодные области отсутствуют, и свечение наблюдается вдоль замкнутых кольцевых линий (по этой причине он часто называется «кольцевым» разрядом).

Это объясняется тем, что на электроны плазмы в этом случае действует вихревое электрическое поле, напряженность которого направлена по касательной к окружностям, коаксиальным в разрядной трубке; это поле возбуждается переменным магнитным полем, направленным вдоль оси трубки (см. описание явления электромагнитной индукции в гл. 7). При этом

траектории электронов, возбуждающих атомы газа, являются криволинейными, и свечение разряда принимает вид большого числа коаксиальных колец различной яркости и цвета. Соответствующие теоретические соображения приводят к выводу, что амплитуда напряженности вихревого электрического поля и, следовательно, энергия, сообщаемая им электронам, возрастает пропорционально радиусу соответствующего кольца; поэтому в периферических областях разряда степень ионизации плазмы оказывается выше, чем в приосевой области, из них создаются более благоприятные условия для возбуждения «искровых» линий, а в приосевой области возбуждаются главным образом «дуговые» линии, чем и объясняется специфический внешний вид свечения «кольцевого» ВЧ разряда. Высокая эффективность возбуждения разряда зажигания в ВЧ поле объясняется тем, что электроны за один полупериод (например, возрастания) тока могут «пробежать» много раз вдоль линий вихревого электрического поля и приобрести энергию в несколько десятков КэВ, которая затем передается атомам газа при столкновениях. Безэлектродный разряд может быть возбужден в трубках большой длины (до 2 м), что способствует наблюдению большого числа спектральных линий. В узких трубках создаются большие яркости свечения, сравнимые с интенсивностями в дуговом разряде. При заданной геометрии разрядной трубки яркость свечения ВЧ разряда достигает максимума при определенном давлении, обычно ниже 100 Па. Спектральный состав излучения весьма чувствителен к наличию малых («следовых») количеств легко возбуждаемых примесных атомов. Например, при наличии углеродсодержащих примесей ( $CO$ ,  $CO_2$ , пары органических веществ) в разряде появляются интенсивные молекулярные полосы, что вызывает окрашивание разряда в характерный синевато-серый цвет (сходный с «окраской» ртутного разряда). Эти особенности ВЧ разряда используются в лабораторной практике для проведения спектральных исследований, а также для обнаружения течей в вакуумных системах.

В определенных условиях другой разряд создается в парах металла, возникающих в результате распыления (эрозии) материала электродов. Такая ситуация, в частности, имеет место в вакуумных дугах, а также при достаточной силе тока между расходящимися электродами (например, в коммутационных аппаратах). При этом происходит распыление некоторого объема материала электродов, а также образование жидкого «мостика», который в дальнейшем разрушается путем взрыва или «спокойного» испарения. Образующаяся заметная концентрация атомов металла в межэлектродном промежутке, обладающая низким потенциалом ионизации, обуславливает возможность появления значительного количества возбужденных и заряженных частиц, т. е. «эрозионной» плазмы. В случае расходящихся электродов в воздухе или дуговом разряде роль эрозионной плазмы велика лишь в начальный период возбуждения разряда и непосредственно у поверхности электродов; основную роль в поддержании разряда играет среда, в которую помещены электроды. Если же электроды находятся в вакууме, то

параметры дугового разряда определяются только эрозионной плазмой («вакуумные дуги»). Механизмы эрозии в газовом разряде будут рассмотрены ниже, в п. 5.4.

Специальные исследования показали, что спектр излучения эрозионной плазмы носит выраженный «линейчатый» характер и содержит многочисленные линии возбужденных атомов материалов, из которых изготовлены электроды. Послойная съемка спектров вдоль канала разряда позволяет обнаружить закономерное изменение характера спектра при движении от одного электрода к другому, особенно если электроды изготовлены из различных материалов (например, меди и вольфрама). По этому изменению можно судить о распределении в пространстве распыленного с электродов металла. Между свечением в приосевой области и свечением периферии разряда наблюдается характерное различие. В приосевой области, помимо линии излучений ионов высокой кратности, наблюдается также довольно интенсивный непрерывный фон, в то время как для периферии характерно преобладание «дуговых» линий. Эти закономерности качественно аналогичны описанным выше для дуговых разрядов в газах.

Особенностью импульсного разряда является возможность кратковременного введения в плазму большой электрической мощности, что существенно отражается на интенсивности и характере спектра излучения. При очень высокой мощности «плотность» и температура плазмы становятся настолько большими, что ее излучение приближается по характеру к «абсолютно черному» телу, о чем уже упоминалось выше; при этом плазма является «термодинамически равновесной» и ее состояние практически полностью определяется двумя параметрами – давлением и температурой (в заданном объеме). Только в этом случае интенсивность и характер спектра излучения плазмы могут быть сравнительно просто рассчитаны теоретически. В других случаях характер спектра излучения импульсного разряда обычно является весьма сложным. Интенсивность излучения «неравновесной» плазмы определяется динамикой процессов заселения и опустошения возбужденных состояний; эти процессы были указаны выше. С повышением мощности, вводимой во время разрядного импульса, общая яркость свечения возрастает до определенного предела: этот эффект называется «насыщением яркости». Максимальная яркость определяется родом газа: с уменьшением атомной массы она возрастает, причем «насыщение» вначале достигается в длинноволновой области спектра. Объяснение эффекта «насыщения» пока еще не является однозначным; были предложены различные механизмы, которые, однако, не охватывают все стороны явления. В то же время учет этого явления очень важен при разработке высокоинтенсивных импульсных источников света (см. п. 5.3).

Излучение импульсного разряда характеризуется наложением линейчатого и непрерывного спектров в весьма широком спектральном диапазоне – радиоволновом, оптической и рентгеновской областях. Например, мощные искровые разряды (молнии) в атмосфере Земли создают импульсы



радиоволн – так называемые «атмосферики», – создающие сильные помехи радиоприему. Механизмы оптического излучения импульсного разряда аналогичны описанным выше. Атомные линии и молекулярные полосы возникают в результате возбуждения атомов и молекул газа быстрыми электронами, а сплошной «фон» обусловлен рекомбинационным свечением и тормозным излучением электронов в поле ионов.

Излучение распадающейся плазмы после прекращения разрядного импульса носит преимущественно рекомбинационный характер: ввиду быстрого «остывания» плазмы роль процессов рекомбинации с понижением электронной температуры возрастает. Поэтому излучение распадающейся плазмы («послесвечение») может поддерживаться сравнительно долго, пока концентрация заряженных частей достаточно велика. Дополнительное «поддержание» послесвечения может быть обусловлено наличием в плазме метастабильных атомов, роль которых была рассмотрена выше (в особенности в упоминавшихся выше «пеннинговских» смесях газов). Наряду с рекомбинацией атмосферных ионов, в некоторых случаях заметную роль играет диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов (например, в гелиевой плазме). Описание особенности излучения газоразрядной плазмы учитывается при создании источников света, основные типы которых рассматриваются ниже.

### **5.3 Газоразрядные источники света**

Излучение плазмы газового разряда широко используется в современной светотехнике при создании разнообразных источников света, применяемых для целей наружного освещения городов, транспортных объектов, торговых и культурных учреждений, спортивных сооружений и т. д.

Люминесцентные лампы низкого давления (ЛЛ) являются наиболее «массовым» газоразрядным источником света (ГИС). В них излучение ртутного дугового разряда, преимущественно в ультрафиолетовой (УФ) области спектра, преобразуется в видимый свет посредством возбуждения люминофора, покрывающего внутреннюю стенку разрядной трубки. Люминофор дает сплошной спектр излучения, на который накладывается линейчатый спектр ртути; таким образом, выбором люминофора можно управлять спектральным составом, т. е. «цветностью» излучения в весьма широких пределах. Работы по совершенствованию люминесцентных ламп (ЛЛ) продолжаются и в настоящее время. В основном эти исследования проводятся в направлении создания люминофоров, осуществляющих преобразование электрической энергии разряда в оптическое излучение. Математические модели, на основе которых можно рассчитывать характеристики излучения ЛЛ, были предложены во многих работах. Однако, ввиду уже отмеченной выше сложности общей картины элементарных процессов в плазме, эти модели дают лишь качественные предсказания относительно характеристик излучения плазмы люминесцентных ламп.

В ртутно-кварцевых лампах с исправленной цветностью (типа ДРЛ) используется разряд в парах ртути при высоком давлении, в излучение которого преобладающий вклад вносят возбужденные атомы ртути. Основной частью этих ламп является кварцевая разрядная трубка («горелка») с парами ртути и инертным газом, помещенная внутри большого эллипсоидального вакуумированного стеклянного баллона с нанесенным на его внутреннюю поверхность люминофорным покрытием. Люминофор под действием возбуждающего излучения ртути дает излучение в красной области (в которой интенсивные линии ртути отсутствуют), что приводит к хорошим светотехническим показателям лампы ДРЛ, светоотдача которых достигает 55 лм/Вт.

Аналогичные лампы изготавливаются в особом конструктивном исполнении с конической наружной колбой, создающей направленный световой поток благодаря внутреннему отражающему покрытию на ее верхней части. Существуют также «безбалластные» ртутно-вольфрамовые лампы, в наружной части которых, кроме ртутно-кварцевой горелки, помещена включенная с ней последовательно и служащая для нее балластом спираль накаливания. Обычно в качестве люминофора используется ванадат иттрия, активизированный европием. Используются так же специальные люминофоры, обеспечивающие максимум излучения при 680 нм, и минимум – при 550 нм (например, лампы для облучения растений). Ртутные лампы высокого давления большой мощности применяются главным образом для фотохимического действия (фотопечать). Аналогичные лампы меньшей мощности используются, например, в копировальных аппаратах. В специальных целях используются лампы высокого давления с капиллярной трубкой или с шаровой колбой и короткой дугой между расположенными около ее середины концами электродов. Для медицинских диагностических аппаратов применяются компактные лампы мощностью 15 Вт и коротко-дуговые лампы, с введением в колбу одного или нескольких световодов, «перебрасывающих» излучение дуги в труднодоступные точки. В последнее время появилось значительное количество новых типов ртутных дуговых ламп высокого давления.

Возможность использования паров натрия в качестве наполнителя для дуговых ламп высокого давления появилась после создания технологии изготовления прозрачных трубок из весьма тугоплавких и химически стойких материалов, прежде всего, из поликристаллической окиси алюминия, а также из окислов иттрия, бериллия, циркония, тория и магния. Лампы низкого давления с парами натрия в трубках из легкоплавкого стекла, стойкого по отношению к парам натрия до 300 °С, имеют мощность до 180 Вт и светоотдачу 180 лм/Вт, при сроке службе до 18 000 ч. Максимум интенсивности резонансного излучения натрия (589,0–589,6 нм) имеет место при давлении насыщенного пара натрия 0,36 Па, что соответствует температуре 260 °С; при более высокой температуре сильное самопоглощение резонансного излучения в плазме приводит к снижению светоотдачи. Однако, при дальнейшем повышении температуры она вновь начинает возрастать. При давлении газа около 1,3 кПа

температуры компонент натриевой плазмы выравниваются, и светоотдача вновь возрастает примерно до 10 кПа, что соответствует температуре оболочки из поликристаллической окиси алюминия 700 °С. Ввиду сосредоточенности спектрального распределения излучения вблизи максимума чувствительности человеческого глаза (555 нм) светоотдача натриевых ламп весьма велика и достигает 120 лм/Вт при давлении паров натрия 4 кПа. Повышение светоотдачи достигается при уменьшении размеров разрядной трубки. Улучшение цветопередачи достигается при повышении давления паров натрия, когда светоотдача не является максимальной, существуют и другие пути совершенствования натриевых ламп с дуговым разрядом.

Обычные натриевые лампы низкого давления работают при давлении паров натрия порядка 0,1 мПа и температуре плазмы дугового разряда около 530 К, при этом в излучении преобладают резонансные «Д-линии» натрия 589,0–589,6 нм. Давление паров натрия существенно влияет на светоотдачу натриевой лампы. При повышении давления интенсивность этих линий существенно ослабляется из-за «самопоглощения» (невозбужденными атомами натрия), но при этом усиливается излучение других спектральных линий (главным образом в ИК области спектра). В результате «уширения» Д-линий натрия возникает «квазинепрерывный» спектр разряда в парах натрия.

Для улучшения цветопередачи натриевых ламп необходимо повышать давление паров примерно до 300 кПа, а температуру дуги – до 2500–3000 К. При таких давлениях и температурах натриевый пар химически очень активен и разрушает все виды стенок, включая плавленый кварц и алюминиоборатные и бариевые стекла, используемые в натриевых лампах низкого давления. Возникает быстрое потемнение стекла, а затем и его разрушение. Поэтому создание натриевых ламп высокого давления стало возможным лишь после появления материалов, устойчивых к агрессивному действию паров натрия. Например, было найдено, что специальное «алюминатное» стекло, а также монокристаллы окиси алюминия (синтетический сапфир) весьма стойки к воздействию. В дальнейшем был создан материал «Люкалокс» – керамика из чистого поликристаллического кремнезема, спеченного с добавкой магния. Затем появился аналогичный материал «Стеллокс», его коэффициент пропускания в видимой области достигает 90 %. В разрядную трубку закладывается амальгама *Hg-Na* (ртуть служит «буферным» газом для снижения напряжения зажигания и горения дуги в парах *Na*), а также инертный газ для поджига дуги (*Ne*, *Xe*). Линии излучения ртути видимой области практически не наблюдаются. Пары натрия при высоком давлении непрозрачны для своего излучения, в отличие от паров ртути (это обусловлено тем, что упомянутые «Д-линии» являются «резонансными» и интенсивно поглощаются атомами натрия в основном состоянии). Поэтому выбирается оптимальное давление 27 кПа (в ртутных лампах – 400 кПа), а температура дуги оказывается значительно ниже (2700 К), чем в ртутной дуге (6000 К) из-за более низкой энергии ионизации атомов натрия. Поэтому потери на нагрев сравнительно невелики – примерно 50 % при номинальной мощности 400 Вт. Длина

разрядной трубки при выбранном давлении паров определяет напряжение на электродах (обычно 105–115 В). Обычно в качестве материала для трубки используется синтетический сапфир ввиду его хорошей прозрачности. Распределение яркостного свечения по радиусу дуги сходно у ртутных и натриевых ламп высокого давления: «пиковая» яркость у оси трубки примерно в 6 раз больше, чем у стенок 1200 и 200 ст., соответственно ( $1 \text{ сб} = 10^4 \text{ нит}$ ). Светоотдача современных натриевых ламп высокого давления превышает 110–120 лм/Вт. Спектральное распределение светового выхода имеет вид непрерывной полосы с обеих сторон Д-дублета 589,0–589,6 нм. Цвет излучения «золотисто-белый» или «солнечный», причем цветопередача примерно такова, как и для обычной лампы накаливания. В перспективе ожидается создание ламп со светоотдачей до 150 лм/Вт.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что состояние плазмы в этих лампах в рабочем состоянии близко к термодинамическому равновесию. Температура плазмы снижается с ростом давления паров натрия и увеличением радиуса трубки и повышается с увеличением рассеиваемой мощности, что сопровождается усилением видимого излучения и повышением светоотдачи. При теоретическом рассмотрении часто принимают «двухступенчатое» распределение температуры по радиусу трубки –  $T = T_1$  при  $0 \leq r \leq fR$  и  $T = T_2 T_1$  при  $1 \geq r \geq fR$ , где  $R$  – радиус трубки,  $f$  – эмпирический параметр. Теория позволяет рассчитать основные характеристики излучения ламп с удовлетворительной для инженерных целей точностью.

Высокоинтенсивные дуговые лампы высокого давления с инертными газами дают весьма яркое излучение со спектром, близким к солнечному. Обычно в качестве наполнителя используется ксенон, обладающий наибольшей эффективностью излучения разряда. Лампы с аргоновым или криптоновым наполнителем используются лишь в отдельных специальных областях применения. Например, аргон применяется в сверхмощных лампах с большим расходом газа для целей турбулентного продува. Неоновые лампы с интенсивным красным излучением используются для обозначения границ аэродромов. Криптоновые лампы применяются в качестве спектрального селективного источника ближнего инфракрасного излучения, например, для оптической накачки лазеров. Таким образом, наибольшее распространение имеют ксеноновые лампы непрерывного и импульсного действия, с питанием на промышленной или повышенной частоте. Ксеноновые лампы обладают сравнительно невысокой светоотдачей (до 40 лм), поскольку значительная часть энергии излучения приходится на невидимые области спектра (инфракрасную при сравнительно «низкотемпературных» дуговых и «мягких» импульсных режимах работы и ультрафиолетовую – при «жестких» импульсных разрядах особо малой продолжительности). Однако во многих областях применения указанные выше достоинства – большая яркость и хорошая цветопередача (ввиду близости спектра к солнечному) – перекрывают

этот недостаток, поэтому совершенствованию ксеноновых ламп в различных направлениях уделяется большое внимание.

Сравнительно недавно начались разработки высокоинтенсивных источников света с безэлектродным высокочастотным разрядом. Его применение целесообразно для обеспечения мощностей в десятки и более кВт в специальных лабораторных или промышленных установках. Эксперименты показали возможность осуществления оторванного от стенки разрядной колбы стационарного плазменного формирования с температурой, коэффициентом поглощения, излучательной способностью и спектром излучения, близкими к тем, которые наблюдаются в мощных дуговых разрядах с внутренними электродами. Было установлено, что для эффективного питания разряда в ксеноне оптимальная частота переменного электромагнитного поля должна находиться, например, для ксеноновой плазмы при 6000 К  $\sigma = 30 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$  в пределах  $(0,5-1,5) \sigma^{-1} d^2 \text{ Гц}$ , где  $\sigma$  – удельная проводимость плазмы  $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$  (например, для ксеноновой плазмы при 6000 К  $\sigma=30 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ ) и  $d$  – диаметр дуги в см. Температура разряда пропорциональна рассеиваемой в нем мощности в степени  $1/6$ , и излучательный КПД ксенонового разряда при давлении несколько атмосфер может достигать 50 % по мощности, т. е. не ниже, чем для мощных «электродных» разрядов. Мощность таких высокоинтенсивных источников света может достигать нескольких десятков киловатт. В нашей стране создана, например, лампа ВКсШ 10 000 мощностью 10 кВт, питаемая от генератора с частотой 10 МГц. Наиболее интенсивными газоразрядными источниками света в настоящее время являются импульсные лампы с инертными газами (см. ниже).

За последнее время все шире стали использоваться ртутно-кварцевые лампы с добавками примесей галогенидов (особенно иодидов) металлов (индия, таллия, натрия и др.) – так называемые «металло-галогенные» лампы. Эти соли имеют высокое давление насыщенного пара при реальных температурах, допустимых при использовании кварцевых колб. При температуре дугового разряда около 6000 К молекулы галогенидов диссоциируют на отдельные атомы, и их концентрация становится достаточной для внесения преобладающего вклада в общее излучение лампы. Диффундирующие в более холодную пристеночную область атомы металла и галогена «воссоединяются» в химически малоактивные молекулы галогенидов, благодаря чему предотвращается реакция металла с горячей кварцевой стенкой.

Использование «чистого» разряда в галогенидах не дает возможности сочетать получающийся низкий градиент электрического поля с необходимой для должного нагрева колбы концентрацией мощности, а также снизить потери на теплопроводность. Именно поэтому галогениды используются в качестве примеси к ртутному пару высокого давления. Поскольку в первом приближении плазму разряда в этих условиях можно считать термодинамически равновесной, то можно рассчитывать концентрации диссоциированных, возбужденных и ионизированных частиц в плазме с помощью известных термодинамических соотношений (непосредственное

измерение этих концентраций связано с большими экспериментальными трудностями). Эти расчеты, в частности, показали, что уже при содержании примеси натрия к ртути более 0,5 % концентрация атомов *Na* с энергией возбуждения 2,1 эВ (верхний уровень резонансного дублета 589,0–589,6 нм) превышает концентрацию возбужденных атомов ртути с энергией 4,9 эВ (верхний уровень резонансной линии ртути 253,7 нм). Концентрация электронов в плазме при добавлении к ртути паров металлов определяется присутствием металла уже при весьма низких давлениях его паров. Основное видимое излучение разряда также определяется металлом примесей; остальные атомы (ртуть, инертный газ, галогены) вносят общий вклад в излучение, не превышающий 10 %. В то же время подвижность и скорость диффузии электронов определяются преобладающей концентрацией атомов ртути, вследствие чего в разряде возникает высокая напряженность поля и большая концентрация электрической мощности, достаточная для поддержания необходимого рабочего давления, а потери на теплопроводность при этом сравнительно невелики.

Наличие широкого выбора различных галогенидов и их смесей открывает большие возможности улучшения светоотдачи и индекса цветопередачи металлогалогенных ламп. Сочетание множества спектральных линий различных элементов позволяет максимально приблизиться к «белому» цвету свечения ламп. В частности, в серийном производстве находятся металлогалогенные лампы с примесью к ртути иодидов натрия, таллия и индия, светоотдача которых в 1,5 раза выше по сравнению с «чисто ртутными» лампами и превышает 100 лм/Вт. Применение более сложных смесей (например, *Hg–Na*, *Cs*, *Ce*, *Sn*) позволяет довести светоотдачу до 140 лм/Вт. Дальнейшее совершенствование этих ламп идет в направлении улучшения условий конвекции в лампах (концентрация активных примесей и, соответственно, светотехнические характеристики этих ламп в основном определяются температурой наиболее холодной точки колбы, зависящей от условий конвекции), выбора оптимальных наполнений (с целью улучшения цветопередачи, облегчения зажигания лампы и устранения контрагирования разряда в парах иодидов редкоземельных металлов), подбора оптимальных катодов (с целью повышения их долговечности и надежности зажигания ламп). Наряду с прозрачными стеклянными колбами, используются также колбы с рассеивающим или люминесцентным покрытием на внутренней поверхности, что дает возможность дальнейшего улучшения светотехнических характеристик металлогалогенных ламп. Применяются различные модификации этих ламп – «короткодуговые» лампы, наполненные парами ртути с добавкой бромидов и иодидов диспрозия, гольмия и т. п., трубчатые лампы большой мощности для лазерной накачки с преимущественным излучением в синей и ближней ультрафиолетовой областях спектра и мощностью до нескольких десятков кВт, и другие типы ламп. В спектре излучения металлогалогенных ламп преобладают интенсивные линии атомов металлов, причем из-за большого уширения линий возникают участки

«непрерывного» спектра (это объясняют образованием в разряде сравнительно неустойчивых «квазимолекул»). Кроме того, непрерывный «фон» частично обусловлен рекомбинационным излучением горячей зоны. Спектр излучения ламп с иодидами близок к «белому» из-за наличия огромного количества широких линий атомов редкоземельных элементов. Спектр модифицированных ламп с люминофорным покрытием определяется типом используемого люминофора; в некоторых случаях его применение позволяет повысить светоотдачу на 8–12 %. Для облучения растений разработаны специальные лампы со спектрально селективным излучением – ослабленной интенсивностью в зеленой области и максимумами интенсивности в синей (450 нм) и красной (670 нм) областях. Упомянутые выше короткодуговые металлогалогенные лампы по цветопередаче близки к ксеноновым лампам сверхвысокого давления, однако превосходят их по светоотдаче в 2–3 раза (до 120 лм/Вт), обладая к тому же весьма высокой общей яркостью излучения. Таким образом, характер спектра излучения металлогалогенных ламп является «управляемым» в широких пределах, что делает эти лампы очень перспективными источниками с очень широкой областью применения (телевидение, медицина, сельское хозяйство и т. д.).

Ртутно-кварцевые лампы, содержащие в качестве примесей галогениды олова, а также некоторые подобные галогениды (*Al*, *Be*, *Pd*), отличаются от описанных выше металлогалогенных ламп (с иодидами *In*, *Tl*, *Ma*) механизмом излучения. В этих последних основное излучение осуществляется возбужденными атомами – продуктами диссоциации в горячей зоне молекул примесей, а сами молекулы выполняют в основном «транспортную» функцию – перенос в горячую зону атомов излучающей добавки после их воссоединения в молекулы вблизи стенок колбы. Во-первых, интенсивный сплошной спектр обусловлен излучением самих, далеко не полностью диссоциированных, молекул, т. е. они выполняют уже не только транспортную функцию, но принимают непосредственное участие в генерации излучения. Поэтому лампы с примесями типа галогенидов олова называют «молекулярными». В области длин волн более 450 нм излучение ламп определяется, главным образом, излучением паров примесей со сплошным спектром, который коренным образом отличается от излучения с размытым линейчатым спектром, характерным для металлогалогенных ламп. При этом спектры излучения центральной и периферийной областей разряда существенно различны. Периферийное излучение имеет спектр практически идентичный спектру молекулярного излучения разряда низкого давления в  $SnI_2$ , в то время как в более сложном спектре «осевого» излучения наблюдаются и отдельные линии излучения атомов. В наиболее «горячей» осевой зоне разряда имеет место почти полная диссоциация молекул, и эта зона излучает в основном спектр возбужденных нейтральных и ионизированных атомов. Эта зона окружена более «холодной» зоной с максимальной концентрацией моноиодида  $SnI$  (в значительной степени возбужденных), излучающей молекулярный спектр. Преимущественно «молекулярный» состав излучения этих ламп обусловлен, в

частности, существенно большим объемом периферийной зоны разряда по сравнению с осевой. Значительный вклад в излучение горячей зоны вносит также рекомбинационное излучение со сплошным спектром. Светоотдача молекулярных ламп обычно составляет 55–65 лм/Вт, при хорошей цветопередаче; температура плазмы в них находится в пределах от 5500 К на оси до 1000 К у стенок колбы. Имеются пути дальнейшего повышения светоотдачи при использовании других молекулярных соединений, молекулы которых будут более эффективно излучать в видимой области и в то же время будут более термостойкими, что позволит увеличить объем разрядной колбы для полезного излучения. Уже созданы молекулярные лампы на базе хлоридов алюминия, олова и натрия, светоотдача которых достигает 100 лм/Вт. Близость спектра излучения молекулярных ламп к солнечному обуславливает широкие возможности их практического использования в народном хозяйстве. Помимо ламп этого типа, применяются и другие источники сплошного спектра – водородные и дейтериевые и др. лампы (используются также лампы накаливания с йодным или ксеноновым наполнением).

Как уже указывалось выше, наибольшей яркостью излучения обладают импульсные газоразрядные лампы; механизмы излучения импульсного разряда были рассмотрены выше. В отличие от «направленных» источников света характеристики излучения импульсных газоразрядных ламп, в частности, их спектральный состав, изменяются во время импульса (и в промежутках между импульсами), поэтому приходится вводить «мгновенные» значения параметров, зависимости их от времени, и «интегральные» значения характеристик за время импульса. Основными светотехническими показателями источников света являются световой поток, сила света (в различных направлениях), светоотдача, световой (излучательный) КПД и др.; всем этим величинам соответствуют их мгновенные и интегральные значения. Они зависят от конструктивных параметров лампы и внешней цепи (разрядного контура) и в особенности от мощности, вводимой в разряд во время импульса, причем довольно сложным образом, а также, естественно, от рода и давления газа.

«Капиллярные» импульсные лампы, заполненные ксеноном, дают «пиковую» силу света около 12 ккд и интегральную силу света (освечивание) порядка 0,1 кдс, при длительности вспышки 10–20 мкс. С повышением давления длительность вспышки сравнительно медленно возрастает, а «освечивание» возрастает быстрее, поэтому пиковая сила света имеет максимум вблизи 10–40 кПа. Лампы с аргоновым и криптоновым наполнением обладают существенно меньшей светоотдачей по сравнению с ксеноновыми лампами, для которых она составляет 5–6 кдс/Дж.

В «шаровых» импульсных лампах используется преимущественно чистый ксенон или ксенон с небольшой добавкой водорода или азота. «Пиковая» сила света возрастает приблизительно пропорционально корню квадратному из энергии разряда и давления газа. Длительность вспышки также приблизительно пропорциональна корню квадратному из энергии разряда и зависит от



напряжения питания и рода газа (приблизительно пропорциональна напряжению и атомной массе газа).

Распределение яркости излучения в импульсных лампах весьма неоднородно и изменяется во время импульса. Поэтому обычно рассматривают пространственные распределения интегральных светотехнических параметров – световой энергии или спектральной плотности энергии излучения.

Это распределение характеризуется «индикатрисами» силы света; они приводятся в специальной литературе.

Спектральное распределение излучения импульсных ламп носит сложный характер. Обычно рассматриваются интегральные за импульс спектры излучения; они характеризуется наложением многочисленных спектральных линий на сплошной фон, обусловленный разнородным температурным излучением «плотной» плазмы, температура которой достигает 12 000 К и выше. При таких температурах максимум температурного излучения, согласно закону Вина, находится в УФ области. Например, при 15 000 К – вблизи 200 нм. Линейчатый спектр образуется нейтральными («дуговые») и ионизированными (однократно и многократно) атомами («искровые») линиями. Ввиду высокой плазмы в спектре наблюдаются и такие линии, которые отсутствуют в излучении других видов разряда. Сплошной фон образуется благодаря значительному расширению спектральных линий в «плотной» плазме, а также рекомбинационным «континуумом» и тормозным излучением. Интенсивность сплошного спектра возрастает с увеличением мощности, атомного номера газа и давления, причем усиливается «хвост» спектрального распределения в ближней ИК области. В импульсных ксеноновых лампах интенсивное линейчатое излучение ионов ксенона в основном сосредоточено в УФ области – 185–300 нм (с максимумом вблизи 220 нм); рекомбинационный континуум излучения ксенона простирается от 220 до 147 нм, заходя за границу поглощения в атмосферном кислороде (185 нм). Изменение частоты следования разрядных импульсов практически не влияет на спектры излучения. Лампы с кварцевой и стеклянной колбой имеют аналогичные спектральные распределения, однако стекла «отрезают» излучение с длиной волны менее 300 нм, в то время как кварцевые стенки пропускают излучение вплоть до указанной выше границы поглощения атмосферным кислородом.

Как уже отмечалось, характеристики излучения трубчатых импульсных ламп и, в частности, распределение энергии по спектру, изменяются во время разрядного импульса. Несмотря на сохранение общего вида спектра, при переходе от одной стадии разряда к другой во время импульса наблюдается закономерное изменение соотношения между яркостью линейчатого спектра и сплошного фона. На начальной и конечной стадиях разряда преобладает линейчатое излучение, характерное для плазмы низкой плотности. В максимуме разрядного тока распределение энергии в спектре приближается к характерному для излучения «абсолютно черного тела», ввиду увеличения

плотности плазмы, а относительная интенсивность линейчатого излучения становится сравнительно малой.

Вид спектра излучения существенно зависит от состава газового наполнения. Общая эффективность излучения максимальна для ксеноновых ламп, в то время как в отдельных спектральных диапазонах более эффективными могут оказаться другие наполняющие газы ввиду селективного характера линейчатого спектра, особенно при пониженной мощности разряда. Так, в спектре криптоновых ламп содержатся интенсивные ИК линии излучения, смещенные по отношению к соответствующим линиям ксенона и потому более удобные для накачки лазеров в этой области. Неоновая плазма более эффективна по сравнению с ксеноновой в красной области спектра (610–650 нм) при удельной мощности разряда, не превышающей 0,4 МВт/см. Добавлением металлических примесей можно добиться избирательного усиления излучения в других областях спектра. Полная светоотдача и суммарный квантовый КПД по всему спектру излучения для трубчатых импульсных ламп, наполненных инертными газами, возрастают с увеличением атомного номера газа и максимальны для ксеноновых ламп.

Особенностью «шаровых» импульсных ламп (со сферической колбой) является отсутствие «квазистационарной» стадии разряда (с постоянными во времени параметрами) ввиду непрерывного расширения столба при выделении в нем большой электрической мощности. Напряженность поля в шаровых лампах значительно выше, и, соответственно, выше температура плазмы (несколько десятков тысяч К), причем длительность разряда мала и составляет несколько мкс. В таких условиях спектр излучения должен быть близок к спектру «черного тела» с максимумом в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области 100–200 нм (например, при  $T = 20\,000\text{ К}$  – около 150 нм); на непрерывный спектр накладывается линейчатое излучение. Однако в действительности ВУФ область интенсивно поглощается газом и стенками разрядного сосуда, что приводит к «срезанию» коротковолновой области спектра. Например, стеклянные колбы шаровых ламп пропускают излучение с длиной волны более 300 нм, а кварцевые – 160 нм. Применение специального окна из фтористого магния, прозрачного до 200 нм, позволяет «выпустить» из лампы интенсивное УФ излучение с максимумом вблизи 230 нм, причем на их сплошной фон накладывается интенсивное излучение линий в этой области.

Спектр излучения шаровых, как и трубчатых импульсных ламп закономерным образом изменяется во времени при развитии разрядного импульса в связи с временным изменением температуры и оптической плотности плазмы. Например, в искровом разряде в азоте при давлении 13 кПа на начальной стадии появляются молекулярные полосы азота и слабые линии нейтральных атомов (дуговые линии), затем (через несколько мкс) достигается максимум интенсивности спектра однократно заряженных ионов (искровые линии), далее – двукратно заряженных ионов (при этом температура разряда максимальна); затем температура разряда снижается, и все явления повторяются в обратном порядке. Сплошной фон образуется в основном

вследствие тормозного излучения электронов и рекомбинационного свечения, причем заметную роль в этих процессах играют трех- и двукратно заряженные ионы.

Экспериментальным путем было показано, что в канале импульсного разряда в рассматриваемых условиях достаточно быстро устанавливается термодинамическое равновесие, и применимы известные термодинамические соотношения. Оценка времени установления стационарного распределения возбужденных атомов дает величину порядка  $10^{-10}$  с, а стационарной степени ионизации – порядка  $10^{-11}$  с, что значительно меньше характерных длительностей разряда (несколько мкс). Оценка температуры плазмы по спектральным данным с применением указанных формул дает величину 30 000–40 000 К. При достаточно большой мощности разряда наблюдается насыщение яркости, и спектральное распределение яркости приближается к характерному для «абсолютно черного тела» с температурой около 30 000 К, что соответствует высокой «плотности» плазмы в середине столба. Светоотдача и световой КПД у шаровых ламп в несколько раз меньше, чем у трубчатых. Основной причиной этого является упомянутое выше поглощение колбой значительной части энергии излучения в ультрафиолетовой области спектра. Общий световой КПД с учетом этой области, может достигать 50 %.

Рассмотрим теперь некоторые специальные источники света, используемые в научных исследованиях и характеризующиеся повышенными требованиями к спектральному составу, интенсивности, стабильности и другим характеристикам их излучения. Например, в спектроскопии высокого разрешения (детально эти вопросы рассматриваются в т. III) необходимы источники, дающие небольшое число ярких узких линий, легко воспроизводимых и постоянных по интенсивности. На протяжении последнего столетия было предложено значительное количество весьма разнообразных типов источников. Многие из них уже потеряли свое фактическое значение и представляют в настоящее время лишь исторический интерес; другие, напротив, продолжают широко использоваться в исследовательских лабораториях. В последнее время большое распространение получили лазеры, обладающие уникальными характеристиками излучения; их рассмотрение выходит за рамки этой книги.

Наибольшее распространение получили дугоразрядные источники света, особенно с ртутными дугами, что обусловлено сравнительной легкостью их экспериментального осуществления, большой яркостью и стабильностью излучения на протяжении длительного времени. Обычно применяются дуговые

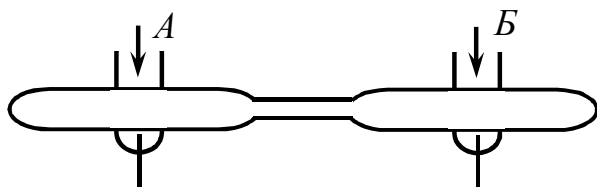


Рисунок 5.4

разряды при атмосферном давлении и выше; в спектроскопии высокого разрешения для получения узких линий применяют преимущественно вакуумные дуги. При этом стремятся к уменьшению силы разрядного тока и используют охлаждение разрядного

сосуда для снижения давления паров металла.

«Классическими» интенсивными источниками света с тлеющим разрядом являются так называемые «гейслеровы трубки» (рис. 5.4); они отличаются простотой конструкции и эксплуатации и дают яркие узкие линии при сравнительно малой потребляемой мощности. Широкие части имеют внутренний диаметр около 2 см; капиллярная часть имеет длину около 4 см и эллиптическое сечение с осями, обычно равными 1 и 3 мкм. Через отверстия *А* и *Б* осуществляется циркуляция газа (гелия, аргона и т. п.) при давлении около 100 Па. При разряде в гелии в излучении преобладают искровые линии ионизированного гелия, при разряде в аргоне – дуговые линии нейтральных атомов аргона. Если ввести в трубку вещество с более низкой энергией ионизации (например, пары мышьяка) разряд в гелии становится средством возбуждения линий атомов этого вещества; в результате пеннинговской ионизации метастабильными атомами гелия (см. выше, п. 5.2) возбуждаются, главным образом, искровые линии примесных атомов. Гейслеровы трубки могут работать либо от небольшого трансформатора с напряжением порядка 150 В, либо от генератора постоянного тока с примерно таким же напряжением. Сила тока обычно не превышает 50 мА. При повышении напряжения в трубках возникает «конденсированный» искровой разряд, что приводит к резкому усилению яркости свечения. Очень интенсивные, богатые линиями спектры дают так называемые, разрядные трубки с полым катодом. Катод в них выполняется в виде полого металлического цилиндра; форма анода не имеет существенного значения. При напряжении порядка 1500 В и выше и давлении газа около 1,3 кПа между электродами возникает обычное свечение тлеющего разряда; если затем медленно снижать тление газа, то при некотором критическом значении порядка 270–400 Па происходит внезапное изменение формы разряда: свечение концентрируется в полости катода, и его яркость возрастает (напряжение между электродами составляет 250–300 В). Максимальная яркость свечения наблюдается в сравнительно узкой области давлений вблизи 130 Па; при дальнейшем снижении давления интенсивность свечения снижается. При давлении около 30 Па разряд в полном катоде гаснет и остается лишь слабое свечение положительного столба между электродами. Экспериментальные исследования показали, что свечение внутри полого катода распределено неравномерно – наибольшая яркость наблюдается у оси катода. В этой области излучаются узкие дуговые и искровые линии рабочего газа. Сила тока обычно составляет 0,1–0,2 А. Применяются высокочастотные лампы с полым катодом, которые питаются от высокочастотного генератора при 20 или 80 МГц. Интенсивность излучения такой лампы может превышать интенсивность «стандартной» лампы с полым катодом на постоянном токе; электроды обычно выполняются из алюминия, никеля, кадмия или титана, в качестве наполняющего газа используется аргон.

При проведении спектрального анализа в заводских и исследовательских лабораториях наиболее широко применяются источники излучения с дуговым или искровым разрядом. Так, для анализа порошковых труб обычно

используют дугу постоянного тока при напряжении питания около 200 В и силе тока 10 А, при этом напряжение на электродах составляет примерно 50 В. Зажигание дуги обычно осуществляется с помощью системы поджига, например, высокочастотной искры. Для испарения тугоплавких исследуемых соединений обычно используется «угольная» дуга с графитовыми электродами при температуре вблизи анода около 4000 К. При использовании специальной схемы включения с устройством для импульсного поджига применяются также дуги с металлическими электродами (ввиду высокой теплопроводности металла электроды успевают заметно остыть в паузах тока, и дуга может погаснуть).

Широкое применение при количественном спектральном анализе находит высоковольтная «конденсированная искра», возникающая при разрядке конденсатора, запасавшего большую энергию в процессе зарядки. При этом искровой разряд состоит из двух стадий: пробойной стадии, когда формируется канал разряда (для чего и нужно высокое напряжение), и стадии колебательного высокочастотного разряда низкого напряжения (высокочастотная дуга переменного тока с разностью потенциалов 40–70 В), в течение которого постепенно расходуется энергия, запасенная конденсатором во время его зарядки. Длительность пробойной стадии –  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  с; период колебаний на второй стадии определяется параметрами внешней цепи (разрядного контура), и ее продолжительность обычно – порядка 10 с. Температура плазмы в разряде может превышать 30 000 К. Свечение разряда сильно зависит от параметров разрядного контура. Например, увеличение емкости конденсатора и снижение омического сопротивления контура приводят к увеличению запасаемой в конденсаторе энергии и, следовательно, к усилению свечения. Индуктивность контура также оказывает существенное влияние на интенсивность «искровых» линий и, следовательно, на соотношение дуговых и «искровых» линий.

К числу специальных источников света, имеющих ограниченную область применения, относятся, например, так называемые «спектральные» лампы, предназначенные для стабильного воспроизведения спектральных линий различных элементов. В частности, «цезиевая» лампа с давлением паров цезия около 300 Па при температуре 300 °С дает излучение в спектральном диапазоне от 455,5 до 1012,4 нм. Причем свыше 90 % излученной энергии приходится на долю резонансных линий цезия 852,1 и 894,4 нм в ближней ИК области, в то время как на видимую область остается около 3 % излучения. Она применяется как источник ИК излучения, например, для целей сигнализаций, установления двухсторонней разговорной и кодовой связи. «Цинковые» лампы воспроизводят спектральные линии цинка, преимущественно в зеленой области спектра, и имеют яркость порядка  $10^4$  нт, они применяются: для градуировки спектральных и других оптических приборов. «Метрологические» лампы, в которых источниками излучения служат четные изотопы различных элементов ( $Kr^{84}$ ,  $Kr^{86}$ ,  $Hg^{198}$ ,  $Hg^{202}$ ,  $Cd^{112}$ ,  $Cd^{114}$ ,  $Pg^{206}$  и др.) применяются в метрологии и спектроскопии для воспроизведения «первичных» и «вторичных» эталонных длин волн. «Точечные» лампы применяются при фотометрических измерениях,

когда необходимы малые угловые размеры источника излучения, в частности, в так называемых «электродосветных» лампах ярко светятся вольфрамовые шарики или диски, помещенные в атмосферу инертного газа и накаливаемые дуговым разрядом. В «циркониевых» лампах, наполненных аргоном под давлением 10 Па, светящимся элементом служит катод, роль которого играет маленькая «лужица» расплавленного циркония. Яркость таких ламп достигает 100 Мнт, спектр излучения – сплошной и имеет максимум интенсивности вблизи 1 мкм. Существуют и другие подобные лампы специального назначения.

Многочисленные специальные газоразрядные источники служат для генерации излучения в инфракрасной и ультрафиолетовой областях. В них используется дуговой или тлеющий разряд в водороде, инертных газах и парах металлов. Типичным примером подобного ИК источника является гелиевая капиллярная трубка (типа описанной выше гейслеровой трубки); плотность тока в капилляре достигает  $500 \text{ А/см}^2$ . Максимум излучения лежит вблизи резонансной линии 1,08 мкм. В трубках специальной конструкции наряду с этой линией в спектре наблюдается «непрерывное» излучение накаливаемого катода в интервале 0,8–3 мкм, т. е. перекрывающее всю ближнюю ИК область. «Далекая» ИК область (длины волн десятки и сотни мкм) получается с помощью кварцевых ртутных ламп высокого и сверхвысокого давления; при этом примерно 70–80 % длинноволнового излучения создается возбужденными атомами ртути, а остальные 30–20 % – горячими стенками разрядной колбы. С помощью таких ламп можно получить ИК излучение с длиной волны до 750 мкм. В ртутных лампах сверхвысокого давления на ИК область приходится около 20 % общей энергии излучения.

Для генерации излучения в УФ (в том числе вакуумной ультрафиолетовой) области применяются ртутные дуговые лампы низкого давления, а также водородные дуги и импульсные лампы с инертными газами (аргоном и ксеноном). В области ЗУФ успешно используются высоковольтные «вакуумные искры», работающие при напряжениях до 50 кВ и длине искрового промежутка около 1 мм.

В настоящее время интенсивно разрабатываются новые и совершенствуются существующие газоразрядные источники света, основные направления технического прогресса в этой области будут указаны при изложении основ светотехники в т. III.

## **5.4 Электроэрозионные явления**

Как уже упоминалось выше, в электрическом разряде (в газе или вакууме) на внутренних электродах интенсивно протекают процессы эрозии, т. е. разрушение поверхности электродов под воздействием «горячей» плазмы. Учет этих процессов очень важен при любом техническом применении электрического разряда. Например, в высокоинтенсивных (в частности, импульсных) источниках света процессы эрозии во многом определяют срок

службы источника и стабильность его световых характеристик. Между контактами коммутационных аппаратов постоянно возникает электрическая дуга, вызывающая более или менее интенсивную эрозию контактов, что сказывается на быстродействии, надежности и долговечности аппарата. Проблема коммутации в электрических коллекторных машинах также непосредственно связана с явлением электрической эрозии. Во всех этих и многих других подобных явлениях электрическая эрозия выступает как вредный фактор, влияние которого необходимо ослабить посредством проведения специальных конструктивных мероприятий. С другой стороны, электрическая эрозия находит многочисленные технические применения в энергетике, машиностроении и других областях. Например, в некоторых типах плазменных двигателей возможно использование материала электродов, отделяющегося в результате эрозии, в качестве «горючего» для создания плазмы разряда в парах металлов. Явление электрической эрозии лежит в основе ряда технологических процессов – электрической сварки металлов, электроискровой обработки (в частности, резания) материалов и нанесения поверхностных покрытий для создания специфических свойств (например, антикоррозионной стойкости деталей). Поэтому понимание основных механизмов электрической эрозии очень важно для инженеров, работающих в указанных выше областях техники.

Разрушение электрода в разряде может быть обусловлено «прямым» воздействием разряда на поверхность металла, электрически связанного с разрядным каналом, или же побочными процессами «неэлектрической» природы, например, ударными волнами, наиболее интенсивно возбуждаемыми в мощных импульсных разрядах, световым излучением из зоны разряда, термомеханическими и термохимическими процессами и т. д. Картина любого акта электрической эрозии является весьма сложной. Эрозионный процесс, обусловленный воздействием на электроды высокотемпературного «облака» из паров и газов (плазмы), обычно называют «плазменной» эрозией.

При достаточно большой величине межэлектродного промежутка процессы разрушения (эрозии) электродов связаны в основном с двумя механизмами: бомбардировкой анода быстрыми электронами и катода – положительными ионами. При малых межэлектродных промежутках существенный вклад вносят и другие механизмы передачи энергии из разрядного канала электродам. Эти процессы не обязательно вызывают «разрушение» электрода в смысле механического укола материала; на поверхности электрода могут возникать структурные изменения, фазовые превращения, химические реакции и другие процессы, что в конечном счете может привести к необратимым изменениям физических свойств электродов. Например, небольшое нарушение тонкой поверхностной пленки на «оксидном» катоде может вызвать существенное изменение его эмиссионных свойств и изменение режима работы соответствующего газоразрядного прибора или устройства.

Электроэрозионные явления можно разделить на два больших класса – контактно-эрозионные («металл-металл») и бесконтактно-эрозионные («металл-плазма-металл») явления. К первому классу относятся те формы эрозии, которые наблюдаются в местах контактирования друг с другом электродов контактов при прохождении между ними тока. Ко второму классу относятся все формы эрозии, наблюдаемые в электрических разрядах – «газоразрядная эрозия» (в частности, «плазменная» эрозия). К числу явлений первого класса принадлежат, прежде всего, контактная эрозия замыкания и размыкания и «электровзрывная» эрозия. Мы рассмотрим их лишь очень кратко. При замыкании электродов (контактов коммутационного аппарата или электрической коллекторной машины) на их поверхностях в местах начального соприкосновения плотность тока может достигать очень высоких значений, поскольку из-за неизбежных «микронеровностей» поверхности площадь поперечного сечения трубок тока при замыкании контактов очень мала. Поэтому в этих местах может возникнуть сильный локальный разогрев металла вплоть до температуры плавления и «взрывного» испарения материала. Интенсивность контактной эрозии замыкания зависит от условий замыкания и физических свойств материалов контактов. Если напряжение на контактах перед их замыканием прерывает напряжение пробоя газового промежутка, то возникает разряд, и к «собственно контактной» эрозии добавляется еще и газоразрядная эрозия. При размыкании (разведении) электродов в местах «остаточного» контакта выделяется большое количество тепла, что приводит к плавлению материала. При дальнейшем разведении контактов расплавленная масса вытягивается в виде жидкого «мостика». В зависимости от свойств материала и параметров контактной системы эти мостики могут разрушаться «взрывообразно» или путем «спокойного» испарения в местах сужения. Возможен также разрыв мостика без удаления материала, что приводит к его преимущественному переносу от одного электрода к другому; такой «мостиковый перенос» часто имеет место на контактах слаботочной низковольтной аппаратуры. К этой «контактной» эрозии размыкания может добавляться газоразрядная эрозия, как и при замыкании, если параметры электрической цепи допускают возникновение разряда между расходящимися контактами. Процессы разрушения плавких предохранителей и вообще проводников в местах сужения при протекании в них сильных электрических токов называют «электровзрывной» эрозией. Протекание этих процессов в основном зависит от скорости подвода электрической энергии к зоне «взрыва». После завершения этой «взрывной» эрозии между образовавшимися электродами (остатками плавкой вставки в случае предохранителей) может возникать разряд, и дальнейшее их разрушение носит характер газоразрядной эрозии. Таким образом, контактная эрозия во многих случаях неразрывно связана с бесконтактной (газоразрядной) эрозией.

Рассмотрим явления бесконтактной электрической эрозии более подробно.



Согласно изложенному в п. 5.1 существуют три основные формы самостоятельного газового разряд – тлеющий, дуговой, и искровой разряд. В особую категорию следует выделить «импульсные» разряды малой продолжительности. Тлеющий разряд возбуждается при относительно низких давлениях газа и больших расстояниях между электродами при наличии на них разности потенциалов несколько сотен вольт; такая ситуация имеет место во многих газонаполненных приборах, применяемых в электровакуумной технике. Эрозия в тлеющем разряде обычно наиболее сильно выражена и в этом случае обычно называется «катодным распылением». Элементарные акты катодного распыления связаны с бомбардировкой катода положительными ионами и имеют место и в других видах самостоятельного разряда, однако этот вид эрозии имеет наибольший «удельный вес» именно в тлеющих разрядах. Катодному распылению свойственны некоторые специфические особенности. В частности, распыление происходит более или менее равномерно по всей поверхности катода, соприкасающейся с каналом тлеющего разряда, и существенно зависит от разности потенциалов между электродами. При разности потенциалов до 500 В распыление обычно незначительно и интенсифицируется при более высоких его значениях. С увеличением силы разрядного тока, атомной массы газа и понижением давления распыление усиливается.

Дуговой разряд характеризуется сравнительно низкими напряжениями на электродах (что связано с уменьшением катодного падения потенциала, см. п. 5.1), большой плотностью тока (до 10 А/см) и высокой температурой (обычно до  $10^4$  К, а в некоторых случаях и выше) в канале разряда. Он может быть получен из «тлеющей» формы разряда путем уменьшения сопротивления внешней цепи, в которой имеется достаточно мощный источник питания, или при размыкании контактов электрических аппаратов в атмосфере паров материала контактов и окружающей их газовой среды. С увеличением длительности горения дуги и мощности разрядной цепи следы эрозии на контактах («лунки плавления») углубляются, и их количество возрастает, поверхность электродов интенсивно оплавляется и распыляется. В разряде на постоянном токе более явно выражена эрозия отрицательного электрода. Эти процессы протекают и при электродуговой сварке металлов: при соприкосновении и последующем медленном разведении электродов на их поверхности образуются локальные участки плавления и испарения, и в парах металла возбуждается дуговой разряд, в котором протекает процесс эрозии, «управляемый» посредством выбора электрического режима, материала и геометрии электродов. О возбуждении дугового разряда между остатками плавкой вставки после перегорания предохранителя уже упоминалось выше.

Искровой разряд возникает в результате пробега газового промежутка между «холодными» электродами при мощности источника, недостаточной для поддержания дугового разряда. Он характеризуется малой длительностью ( $10^{-7}$ – $10^{-8}$  А/с) и большой плотностью тока ( $10^{10}$  А/см) и очень высокой температурой в канале разряда –  $10^{10}$  К. Характер эрозии в искровом разряде

отличается от эрозии в других формах самостоятельного разряда локализованностью и глубиной эрозионного поражения поверхности. Это обусловлено малой длительностью процесса, при которой канал искрового разряда не успевает расшириться или переместиться заметным образом по поверхности электродов, и высокой температурой в канале разряда, что обуславливает большую глубину эрозии. Кратковременность разрядного тока придает эрозии «взрывообразный» характер – продукты эрозии выбрасываются с большой скоростью. Интенсивность протекания процесса искровой эрозии определяется плотностью энергии, выделившейся в разрядном промежутке, расстоянием между электродами (с увеличением расстояния вследствие повышения напряжения пробоя при прочих равных условиях след эрозии на электроде растягивается, и эрозионная лунка становится менее глубокой). Особенностью искровой эрозии является также более сильное поражение положительного электрода – анода.

Искровой разряд является типичным примером импульсного разряда малой продолжительности. В зависимости от энергии и длительности импульсный разряд в конечной стадии своего развития может быть более близким к дуговому или искровому разряду. Соответственно этому и эрозионный след при импульсных разрядах характеризуется более или менее выраженной локализованностью. При некоторых условиях включения электрических аппаратов вибрация контактов может приводить к возбуждению между ними импульсных разрядов с длительностью импульсов  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  с. При отключении больших токов между контактами может возникать электрическая дуга с относительно большой (10 с) длительностью горения, зависящей от параметров цепи, от скорости раздвигания контактов и среды. В обоих случаях коммутации возбуждение электрического разряда вызывает более или менее сильную эрозию контакта, но с различным характером эрозионного следа. В зависимости от параметров импульсного разряда (энергия, длительность) большей эрозии может подвергаться или катод, или анод.

В отличие от указанных выше видов эрозии, так называемой плазменной эрозии подвержены как токопроводящие (металлические), так и непроводящие материалы. Если материал электрода является проводником, то плазменная «струя» или «облако» могут образовывать гальваническую (токовую) связь с электродом; в этом случае на проводящий материал (т. е. на передачу части кинетической энергии составляющих плазму частиц при их столкновениях с поверхностью материала) может накладываться и воздействие собственного тока.

Если же такая связь между плазмой и материалом отсутствует (что всегда имеет место при воздействии плазмы на диэлектрические материалы), то основным механизмом энерготransдачи от плазмы к твердой поверхности является газокинетическое воздействие плазмы, а также возможные экзотермические химические реакции на поверхности под действием плазмы и рекомбинационные процессы. Характер энерготransдачи от плазмы к поверхности твердого тела и связанные с этим тепловые процессы на ней

существенно зависят от состава и свойств плазмы. При длительном и «спокойном» существовании над поверхностью твердого тела плазменного облака и равномерном его воздействии процесс разрушения будет идти в основном путем испарения. Если зона воздействия структурно неоднородна, способна к газогенерации, то жидко-капельный выброс материала может быть значительным. При движущейся плазме в процессе эрозии участвуют и механические силы (обусловленные аэродинамическим воздействием газов), вызывающие распыление и «сдувание» расплавленного материала. При импульсном воздействии плазмы (плазменной струи) процесс разрушения (эрозии) может протекать бурно и «взрывообразно», аналогично эрозии в сильноточных импульсных разрядах.

В настоящее время накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал по электроэрозионным явлениям. Большое количество исследований было посвящено выяснению физических механизмов электрической эрозии при импульсных разрядах. Однако единая картина элементарных процессов, определяющих динамику эрозии, является весьма сложной и пока еще далека от полного завершения.

Одной из предложенных гипотез относительно доминирующего механизма эрозии является предположение о возможности «электрического вырывания» частиц металла с поверхности электродов под действием сильного электрического поля. Действительно, как уже указывалось выше, в непосредственной близости от электродов возникают огромные напряженности поля, достаточные, как показывает расчет, для создания механических напряжений до  $10^9$  Н/м<sup>2</sup>. Непосредственно под поверхностью материала напряженность поля может достигать 200 В/с.

Действие этого поля на положительные ионы металла может быть достаточным для отрыва частиц металла, объем которых должен быть пропорциональным силе тока в степени 3/2. Однако в рамках этой гипотезы, прежде всего, невозможно объяснить наблюдаемую значительную эрозию отрицательного электрода, которая, как уже указывалось выше, может быть сильнее эрозии анода. Действительно, отрыв положительных ионов под действием электростатического поля может, очевидно, происходить лишь на положительном электроде. Кроме того, нельзя объяснить форму следов эрозии на электродах, которые всегда имеют вид оплавленных «кратеров». Эти факты могут быть объяснены на основе гипотезы, согласно которой электрическая эрозия вызывается, главным образом, действием паров и струй металла, выбрасываемых с противоположного электрода, и обладающих достаточно большой кинетической энергией (по данным, полученным для импульсных разрядов, скорость выброса паров и струй может достигать км/с). Разрушение поверхности металла при этом объясняется как результат механического удара этих струй. Такой эффект действительно удается обнаружить экспериментально в ряде случаев. «Полярный» эффект в эрозии объясняется тем, что интенсивность выброса «факелов» (паров и струй) с анода меньше, чем с катода, и разрушение анода должно быть более значительным. Однако,

согласно этой, так называемой «термоэлектрической» гипотезе, «полярный» эффект должен усиливаться с повышением энергии разрядного импульса (за счет повышения разрядного тока), поскольку при этом должен интенсифицироваться процесс факелообразования. Фактически наблюдается значительное ослабление полярного эффекта. Кроме того, образование факелов не может рассматриваться лишь как причина, оно неразрывно с эрозионными процессами весьма сложным образом. Наблюдаемый характер зависимости эрозии от термофизических и механических свойств материала в ряде случаев не согласуется с термомеханической гипотезой, которая, следовательно, не может объяснить все закономерности электроэрозионных явлений. Несмотря на то, что разрушение поверхности металлов в результате воздействия выбрасываемых с электродов паров и струй металла в некоторых случаях может быть значительным, общий эрозионный эффект, во всяком случае, при низковольтных импульсных разрядах, должен быть в основном обусловлен иными, более «действенными» факторами. К этому выводу приводят и количественные оценки возможных разрушений электродов под действием «факелов» на основе термомеханической гипотезы.

Электроэрозионный процесс рассматривался также как прямое следствие индивидуальной бомбардировки поверхности электродов – катода положительными ионами и анода – электронами. Вследствие бомбардировки на локализованных участках электродов возникает сильный «точечный» нагрев поверхности до температуры испарения материала. Такие представления особенно часто использовались при рассмотрении явления катодного распыления в тлеющем разряде. Однако трудно представить себе, чтобы вся масса металла, уместяющегося в эрозионной лунке и достигающего при мощном единичном разрядном импульсе объема нескольких миллиметров, испарялась дискретными порциями, определяемыми ударами одиночных заряженных частиц. Действительно, расчеты показывают, что энергоемкость такого процесса должна быть значительно больше фактически наблюдаемой. Кроме того, экспериментальные данные свидетельствуют о значительной доле жидкого металла в продуктах эрозии при импульсном разряде. В то же время испарение металла также вносит определенный (зачастую и преобладающий) вклад в газоразрядную эрозию.

В настоящее время наибольшее признание получила «тепловая» гипотеза электрической эрозии металлов, основным положением которой является объяснение разрушения электродов, в конечном счете, за счет тепловых процессов, развивающихся в зоне разрядного канала. Однако и эта гипотеза еще далека от полного объяснения закономерностей эрозионных явлений, и общепринятой картины физических процессов на электродах в зоне действия разряда пока нет. Предполагалось, в частности, что распыление металла в объеме эрозионной лунки происходит за счет прямого тепловидения по закону Джоуля–Ленца. Однако расчеты показали, что энергии, выделяемой за время действия разрядного импульса, обычно достаточно лишь для расплавления 2,5 % общей массы фактически выбрасываемого из лунки материала.

Предположение об «объемном» характере источника тепла, расплавляющего металл в объеме лунок, не в состоянии объяснить полярный эффект эрозии, так как выделение тепла не должно иметь преимуществ ни на одном из электродов. Для объяснения возможности «объёмного» плавления металла в лунках выдвигалась гипотеза о существовании очень тонкого разрядного канала, непрерывно «мигрирующего» по поверхности электродов в течение всего разрядного импульса. Диаметр этого канала предполагается равным 1–10 мкм, так что плотность разрядного тока может достигать очень высоких значений. Однако при этом остается открытым вопрос о механизме выброса расплавленного металла из лунки. Если объяснить этот выброс термическим расширением разогретого микроучастка поверхности электродов, то трудно понять наличие в продуктах эрозии сравнительно крупных частиц с диаметром, превышающим диаметр предлагаемого разрядного канала. Остаются открытыми при этом также вопросы о структуре лунок, полярном эффекте и др.

Большое количество экспериментальных данных свидетельствует в пользу «поверхностного», а не объемного источника тепла, передающего тепловую энергию поверхности электродов непосредственно из зоны канала разряда. Так, известно, что теплопроводность материала электродов находится в прямой связи с характером эрозии, что естественным образом объясняется характером теплоотвода из зоны действия поверхностного источника тепла. При «объемном» характере нагрева влияние теплопроводности не должно быть столь значительным. Решение тепловой задачи с плоским источником нагрева – одномерной задачи Стефана – привело к результатам, находящимся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Была предложена следующая схема протекания процесса эрозии в сильноточном разряде. За счет бомбардировки электронами (анода) и положительными ионами (катода) за время порядка  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  с температура поверхности электродов достигает значений, при которых начинается эмиссия паров металла с поверхности электродов. Струи паров передают противоположным электродам энергию, сравнимую с энергией, передаваемой им в результате бомбардировки напряженными частицами.

Это суммарное воздействие приводит к интенсивному тепловыделению на поверхности электродов, в результате чего в местах энерговыделения металл расплавляется, образуя «чашу» с расплавом. Образование канала разряда после пробоя, и выброс паров вызывают местное повышение давления и образование расширяющегося «газового пузыря». После прекращения тока за счет конденсации пара и продолжающегося расширения газа давление внутри пузыря падает; в результате расплавленный и перегретый металл, остающийся в чаше, уже после прохождения тока начинает вскипать, образуя «выброс» металла. Предложена также схема образования «множественных» очагов эрозионного поражения в виде лунок плавления в местах контактирования канала разряда с поверхностью электрода. При этом за счет внутренних неоднородностей материала электрода температурное поле в его глубинных слоях искажается, и появляются «микроскопические» области с более высокой температурой, чем в вышележащих областях (со стороны действия «плоского»

источника тепла). В этих «микрообластях» может начаться процесс испарения, в то время как вышележащие области сохраняют «монолитность» расплава. Это приводит к выбросу вещества из места поражения поверхности электрода, причем выброс происходит непрерывно небольшими или же эпизодически большими порциями. В целом «тепловая» гипотеза газоразрядной эрозии в сильноточных разрядах является наиболее обоснованной, хотя и оставляет открытыми такие вопросы, как механизм и динамика процесса выброса металла из пораженных участков, динамика элементарных процессов в канале разряда и на электродах и т. д.

В связи с большими трудностями построения единой и точной теории газоразрядной эрозии в настоящее время интенсифицируются экспериментальные исследования эрозионных явлений с привлечением современных физических методов диагностики – рентгеноструктурного анализа, нейтронографии, электронной микроскопии поверхности, седиментационного и микроскопического анализа продуктов эрозии и т. д. Исследования показали, что на поверхности металлов, подвергнутых действию сильноточных (импульсных) разрядов, может наблюдаться пластическая деформация или хрупкое разрушение; глубина развивающихся микротрещин растет по мере увеличения энергии длительности импульса. Под воздействием электрических разрядов на поверхности электродов возникают остаточные напряжения и деформации и дефекты кристаллической структуры точечного (вакансии и межузельные атомы), линейчатого (дислокации) и плоского (дефекты упаковки, двойниковые границы) типов. Эти данные используются при анализе явлений на контактах электрических аппаратов и в других газоразрядных устройствах. Исследования продуктов эрозии металлографическим способом показали, что в них имеются частицы, механически отделенные от поверхности электродов; процесс испарения металлических сплавов с компонентами, обладающими различной склонностью к сублимации, происходит селективно, а химический состав и структура продуктов эрозии может существенно отличаться от состава самих электродов. Экспериментальные исследования состава продуктов эрозии с помощью седиментационного анализа выявили зависимость гранулометрического состава продуктов от свойств материала электродов и от параметров разряда, а также связь процесса образования пор в частицах с их размерами. Увеличение энергии импульса приводит к увеличению абсолютных размеров частиц и смещению гранулометрической кривой в сторону больших размеров. Исследования продуктов распыления вольфрамовых электродов в вакуумных дугах микроскопическим методом показали наличие частиц различной формы («округлой» и «рваной») и существенно неравномерную степень их нагрева, что объясняется «взрывной» природой эрозионного процесса. Аналогичные исследования проводились и для электродов из других тугоплавких материалов.

Исследования электрической эрозии в слаботочных – тлеющих – разрядах были посвящены в основном изучению динамики и механизма упомянутого

выше «катодного распыления», имеющего многочисленные технические приложения. Под этим понятием в широком смысле подразумевается разрушение твердого вещества потоком ионов, а именно, катода положительными ионами. Катодное распыление используется для очистки и выявления структуры поверхности «мишени» («ионное травление», см. ниже), изготовления тонких пленок и покрытий, приближенного определения ориентации граней кристалла, получения направленных ионных пучков и т. д.

Механизм взаимодействия бомбардирующих ионов с поверхностью «распыляемого» вещества пока еще не выяснен полностью. Существующие теории относятся преимущественно к бомбардировке кристаллических веществ. Наиболее общепринятое представление о катодном распылении заключается в том, что «ударяющий» ион нейтрализуется у поверхности мишени и, двигаясь вглубь распыляемого вещества, испытывает упругие соударения с его атомами. При этом атомам может быть передана кинетическая энергия, достаточная для их «выбивания» из узлов кристаллической решетки, и образования «первичных» смещенных атомов. Каждый из них, двигаясь внутри кристаллической решетки, может выбивать «вторичные» смещенные атомы, пока его энергия остается больше энергии связи атома в кристалле. При этом часть «смещенных» атомов может достичь поверхности мишени и выйти за ее пределы. Число атомов мишени, выбитых одним бомбардирующим ионом, называется «коэффициентом распыления». Эта величина зависит от энергии, массы, угла падения бомбардирующих ионов, а также от свойств распыляемого вещества – энергии связи и массы атомов мишени, чистоты и температуры поверхности, типа кристалла и кристаллографической ориентации бомбардируемой поверхности. При увеличении энергии ионов их взаимодействие с атомами вещества приобретает характер «кулоновского» взаимодействия ионных зарядов со слабо экранированными ядрами атомов мишени; при этом коэффициент распыления становится приближенно пропорциональным числу смещенных атомов в нескольких приповерхностных атомных слоях и убывает с увеличением энергии бомбардирующих ионов. Для каждой пары «ион-мишень» существует «пороговая» (минимальная) энергия ионов, начиная с которой может происходить катодное распыление. Знание этой величины необходимо при конструировании электровакуумных приборов, особенно со сложными термоэлектронными катодами, эмиссия которых обусловлена наличием активных поверхностных пленок, поскольку их разрушение может привести к отказу прибора. Обычно эта величина составляет несколько эВ. Измеренные величины для различных пар «ион-мишень» содержатся в специальных таблицах. Коэффициент распыления возрастает с увеличением массы бомбардирующего иона (при энергии несколько десятков кэВ), а также с увеличением угла падения ионов на мишень (угол падения отсчитывается от нормали к бомбардирующей поверхности) и с увеличением массы атома распыляемого вещества. Коэффициент распыления практически не зависит от времени распыления, плотности ионного тока (если только в процессе распыления не изменяются свойства поверхности мишени) и давления

газа. При больших давлениях наблюдается «кажущееся» уменьшение коэффициента распыления в результате увеличения числа частиц вещества, осаждающихся обратно на его поверхность.

Типичным техническим применением метода катодного распыления является «ионное травление», т. е. удаление вещества с поверхности металла, полупроводника или диэлектрика под действием ионной бомбардировки с целью выявления структуры поверхности. При ионной бомбардировке вещество «распыляется» преимущественно из участков с нарушенными или ослабленными атомными связями. Вначале имеет место «очистка» поверхности от имеющихся примесей, затем выявляются границы зерен и различных дефектов (например, дислокаций) на поверхности; далее внутри зерен формируются углубления (или «холмы») с определенной ориентацией – «фигуры травления», которые в дальнейшем подвергаются оплавлению. Возникновение «фигур» обусловлено преимущественным распылением в определенных кристаллографических направлениях и другими процессами.

Обычно ионное травление производят в тлеющем разряде, когда исследуемый образец являлся катодом. Можно осуществить этот процесс с помощью направленного на поверхность пучка ионов; за ходом процесса можно следить с помощью микроскопа. Режим травления зависит от свойств исследуемого вещества; обычно плотность тока на образец не превышает  $1\text{--}10\text{ мА/см}^2$  при напряжениях  $1\text{--}5\text{ кВ}$ .

Метод ионного травления обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами исследования структуры поверхностей (например, химическим травлением или испарением в вакууме), такими, как возможность исследования поверхностей любой химической природы, возможность травления в широком интервале температур поверхности, отсутствие окисления исследуемой поверхности и т. д. Поэтому он получил широкое распространение в технике и научных исследованиях.

Некоторые технические приложения явления (в частности, плазменной) эрозии будут также рассмотрены ниже, в п. 5.5.

## **5.5 Электроплазменная обработка материалов**

Приборы и устройства, в которых используются уникальные свойства плазмы, и физические процессы, протекающие в газовом разряде, нашли весьма широкое и разнообразное применение во многих областях техники. Выше, в гл. 2, уже упоминались плазменные источники электрической энергии, а в п. 5.3 были рассмотрены основные типы газоразрядных источников света. В п. 9.1 будут описаны электронные приборы с газовым разрядом. Здесь мы остановимся на применении электроплазменных процессов для обработки материалов – сварки, резки и наплавки плазменной струей, напыления покрытий со специфическими свойствами и т. д. Эти процессы особо широкое распространение получили в станкостроении, инструментальном производстве,



энергетическом и атомном машиностроении, в металлургическом и горном машиностроении и т. д.

В зависимости от способа использования плазмы, можно выделить 3 основных типа электроплазменных процессов. В процессах первого типа плазма используется в качестве источника тепловой энергии. К ним относятся такие процессы, как соединение материалов (сварка, пайка), обработка поверхности материалов и изделий (наплавка, напыление, формовочные работы, резка, стружка, полировка, азотирование стали, бурение твердых пород), улучшение физико-химических свойств материалов (зонная плавка и рафинирование металлов, выращивание монокристаллов) и т. д. В процессах второго типа плазма используется как источник заряженных частиц, в частности, электронов и ионов; сюда относятся так называемые «плазмохимические» процессы – получение ацетилена, окислов азота, порошков нитридов и окислов металлов, восстановление металлов из руд, электролиз и т. д. В процессах третьего типа плазма служит механической энергией; эти процессы протекают в плазменных ускорителях и двигателях, например, в ракетной технике и космонавтике.

Применение электроплазменных процессов во многих случаях позволяет существенно повысить эффективность производства и повысить качество готовой продукции, а также удовлетворить возрастающие требования к улучшению условий труда и охране окружающей среды. В частности, применение плазменной сварки и плавки обеспечивает более высокую надежность и стабильность процесса, что способствует повышению качества продукции. Прямое восстановление железа из руд в плазменном реакторе является одностадийным процессом, обладающим значительно меньшей трудоемкостью по сравнению с традиционным технологическим циклом. Высокая плотность энергоснабжения в плазменных установках способствует миниатюризации соответствующих производственных установок. В электроплазменных процессах, обладающих большой гибкостью и допускающих сравнительно легкую перестройку на другие режимы обработки, можно существенно повысить коэффициент использования материалов – в некоторых случаях до 90 % и выше. Все эти преимущества электроплазменных процессов в своей совокупности обуславливают существенное снижение расходов на капитальное строительство новых производственных объектов; при этом большое значение имеет также высокая надежность работы электроплазменных установок, что позволяет снизить затраты на их ремонт и обслуживание.

Основой производственной установки для электроплазменной обработки является устройство для создания плазменной струи – «плазматрон», в котором мощный дуговой разряд горит в потоке газа. В зависимости от назначения используются плазматроны в разнообразных конструктивных исполнениях, работающие в соответствующих электрических режимах. Мощность современных плазматронов варьирует в широких пределах – от нескольких кВт до десятков МВт; разрабатываются плазматроны с мощностью 100 МВт и

выше. Продолжительность стабильной работы плазмотронов обычно составляет около 200 ч, а некоторых специальных типов – 2000 ч и более. Большинство плазмотронов для промышленного применения отличаются сравнительной простотой и надежностью конструкции, высоким КПД и гибкостью. Плазмотроны работают на постоянном и переменном токе промышленной, высокой (ВЧ) и сверхвысокой (СВЧ) частоты. Наибольшее распространение в машиностроении получили плазмотроны постоянного тока ввиду сравнительно высокой эффективности преобразования энергии и простоты системы электропитания. Плазмотроны переменного тока, при простоте схемы питания, обладают сравнительно меньшей стабильностью работы, что ограничивает область их применения. Используются также комбинированные плазматроны, в которых сочетаются достоинства, присущие перечисленным выше типам.

Однодуговые плазмотроны постоянного тока характеризуются наличием 2 электродов, между которыми возбуждается «сосредоточенный» дуговой разряд. В плазматронах с распределенной дугой имеется несколько электродов одной полярности, с каждым из которых «основная» дуга связана «микродугами»; это позволяет повысить срок службы и стабильность рабочих параметров плазмотрона. В «многодуговых» плазмотронах создается несколько «индивидуальных» дуговых разрядов, что позволяет варьировать в широких пределах параметры выходящей плазменной струи. В зависимости от назначения применяются однодуговые плазмотроны с внутренней дугой («струйные») или с внешней или «вынесенной» дугой. Струйные плазмотроны («косвенного действия») обычно используются для напыления покрытий, выращивания монокристаллов, при осуществлении плазмохимических процессов и т. п. Исходный материал обычно вводится в обесточенную часть плазменной струи, т. е. зона ввода энергии и технологическая зона разделены. В плазмотронах с вынесенной дугой определенная область энерговыделения вынесена за пределы дугового канала; они используются для сварки, резки, наплавки и других подобных процессов и характеризуются сравнительно высоким КПД – до 95 % и выше, при весьма стабильном режиме работы. В качестве рабочих (плазмообразующих) газов используются аргон, азот и другие, слабо окисляющиеся газы; расход газа обычно составляет несколько г/с при давлении несколько атмосфер. Ток разрядов обычно составляет несколько десятков или сотен А; чрезмерное повышение тока отрицательно сказывается на КПД плазмотрона. Плазмотроны дуговые и многодуговые обладают большими перспективами дальнейшего развития в связи с возможностью обеспечения высокой стабильности плазменной струи при низком уровне шума и достаточно больших мощностях при большом сроке службы плазменных установок. Плазмотроны переменного тока обычно работают на промышленной частоте ввиду простоты и высокого КПД системы электроснабжения, возможности плавного регулирования рабочего тока и создания источников питания мощностью в десятки МВт при КПД до 95 %. Однако они обладают меньшей устойчивостью по сравнению с плазмотронами постоянного тока и

пониженным сроком службы (не более 200 ч) ввиду значительной эрозии электродов. Для улучшения стабильности работы применяют различные технические приемы – многоэлектродные конструкции (три и более дуг) с различным взаимным расположением электродов, ВЧ-сопровождение, т. е. совместное горение дуги переменного тока промышленной частоты и высокочастотной слаботочной дуги (при этом обеспечивается стабильное повторное зажигание «основной» дуги, комбинирование дуг постоянного и переменного тока и т. д.). Высокочастотные (ВЧ) и сверхвысокочастотные (СВЧ) плазмотроны обеспечивают получение «спектральной чистой» плазмы, не содержащей примесей материала электродов, при низкой скорости (и, следовательно, малом расходе) рабочего газа. Как уже указывалось выше, наличие в разряде легкоионизируемых металлических примесей понижает температуру дуги и снижает стабильность ее горения, особенно на переменном токе; в то же время при наличии внутренних электродов исключить эрозионные процессы на них практически невозможно. Обычно высокочастотные «факельные» плазмотроны (ВЧФ) работают на частотах выше 10 МГц и пониженных давлениях (меньше атмосферного). «Факельный» разряд возбуждается в области сопла, соосного с центральным электродом, к которому подводится энергия с помощью фидерной системы; плазмообразующий газ (а также реагенты, участвующие в плазмохимических процессах) подается в зону разряда через канал в центральном электроде. Наряду с ЗИФ, используются емкостные (ВЧЕ) и индуктивные (ВЧИ) высокочастотные плазмотроны, в которых разряд создается с помощью внешних кольцевых электродов или индуктора (катушки, навитой на разрядную камеру) соответственно. В ВЧИ плазмотронах в принципе могут возбуждаться разряды практически любых мощностей, причем мощность может регулироваться в широких пределах без существенной «перестройки» режима работы плазмотрона, при высокой стабильности и надежности в эксплуатации. Существуют и другие перспективные конструкции плазмотронов, находящиеся в стадии разработки.

Применяется несколько различных способов возбуждения газового разряда в плазмотроне. Наиболее широкое применение находят простые «одноступенчатые» схемы возбуждения, обычно при длине разрядного промежутка не более 1 см. При этом дуга зажигается путем заколачивания межэлектродного промежутка тонкой проволочкой или же сведения и последующего разведения электродов. При заколачивании проволочкой, которая «сгорает» при подаче напряжения на электроды и инициирует зажигание разряда, достигается значительное снижение темпа эрозии электродов, однако капли металла, возникающие на стенках разрядного канала при «взрыве» проволочки, в некоторых случаях могут оказаться нежелательными фактором (например, при герметичном конструктивном исполнении плазмотрона с технологическим реактором). От этого недостатка свободен метод начального «пробоя» разрядного промежутка с помощью дополнительного высокочастотного генератора. Этот метод связан, однако, с существенным усложнением схемы включения плазмотрона и потому

применяется ограниченно. При двухступенчатой схеме возбуждения вначале зажигается вспомогательный, а затем (с его помощью) – основной разряд. В качестве такой схемы может служить параллельное включение вспомогательного ВЧ генератора с плазмотрона. При этом используется один из основных электродов плазмотрона и один дополнительный. Генератор включается в цепь дополнительного электрода и работает только в период «поджига» дугового разряда, что обеспечивается специальным реле тока, отключающим генератор при зажигании дуги. Такая схема включения применяется обычно в плазмотронах для резки, сварки и других технологических процессов. В двухступенчатых схемах возбуждения используют также вспомогательный «поджигающий» плазмотрон или «плазменную пушку», особенно при большой длине катодного промежутка, что обеспечивает высокую надежность и стабильность запуска плазмотрона. При многоступенчатой схеме поджога вначале возбуждают вспомогательный разряд в небольшом разрядном промежутке, затем с его помощью – разряд в большом промежутке и, наконец, основной разряд. Электрический режим работы плазмотрона характеризуется напряженностью электрического поля в разряде, распределением плотности тока, зависимостью тока от напряжения («вольтамперной характеристикой») и другими параметрами. Знание этих характеристик в принципе позволяет разработать оптимальный вариант схемы включения плазмотрона и его рабочий режим. Следует, однако, отметить, что все эти характеристики сложным образом зависят от большого числа факторов – рода и давления плазмообразующего газа и его удельного расхода (на единицу объема или массы), длины межэлектродного промежутка и геометрии электродов, диаметра и формы разрядного канала, режима течения газа в плазмотроне и других факторов. Ввиду отсутствия детальной модели дугового разряда в движущемся газе, на основе которой можно было бы производить достаточно точные инженерные расчеты, оптимальный выбор режима работы плазмотрона обычно связан с большими трудностями. Некоторые оптимальные варианты известны для конкретных технологических процессов (сварки, резки, напыления и др.) при применении определенных типов плазмотронов; они описаны в специальной литературе. Поэтому в этом направлении имеются еще значительные резервы оптимизации.

Эффективность плазменной тепловой обработки материалов определяется, главным образом, физическими параметрами плазменной струи, прежде всего, температурой, скоростью и динамическим напором, поскольку основной технологической зоной в большинстве электроплазменных процессов является поверхность контакта между струей и поверхностью материала. Указанные параметры определяют, прежде всего, температурное поле в зоне обработки и, соответственно, темп и эффективность технологического процесса. Немаловажными характеристиками плазменной струи являются также распределение температуры в зоне «пятна нагрева», образующегося в месте «падения» струи на поверхность материала, а также температуры и скорости в осевом направлении – на различных расстояниях от выходного

сопла плазмотрона. Указанные параметры определяют удельную тепловую мощность нагрева, т. е. тепловой поток, подводимый плазменной струей к единице поверхности обрабатываемого материала. Знание величины в пределах указанного «пятна нагрева» в принципе позволяет решить соответствующую краевую задачу теплопроводности (разумеется, при задании соответствующих граничных и начальных условий и известных теплофизических параметров материала) и, в конечном счете, определить тепловой режим электроплазменной обработки. Поэтому физические характеристики плазменных струй подверглись интенсивному исследованию, что привело к установлению ряда практически важных закономерностей. Было найдено, что плазменный поток у выходного сопла плазмотрона может носить ламинарный, турбулентный или «смешанный» характер зависимости от числа Рейнольдса

$$Re = \frac{V_0 d_0}{\nu} = \frac{G_0 d_0}{S_0 \mu}, \quad (5.51)$$

где  $V_0$  – скорость истечения струи,  $d_0, S_0$  – внутренний диаметр и площадь поперечного сечения струи на выходе из сопла, соответственно,  $\rho$  – плотность газа в струе,  $\nu$  и  $\mu = (\rho\nu)$  – кинетическая и динамическая вязкость газа, соответственно (они определяются для некоторой усредненной температуры выходящего газа),  $G_0$  – массовый расход плазмообразующего газа, кг/с ( $G_0 = \rho V_0 S_0$ ). При  $Re \leq 100$  течение газа в струе можно считать ламинарным, при  $Re \geq 800$  – турбулентным, а при промежуточных значениях имеет место «переходной» режим. На характер течения существенное влияние оказывает режим горения разряда в плазмотроне. Например, в плазмотронах с короткой аргоновой дугой в канале с  $d_0 = 6$  мм при малых расходах газа  $G_0 < 0,1$  г/с получают плазменные струи длиной более 1 м; при увеличении расхода газа

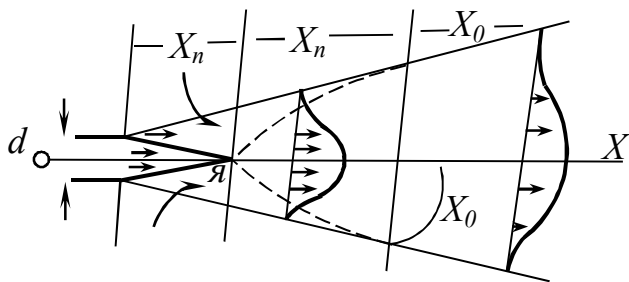


Рисунок 5.5

длина видимой (своящейся) части струи быстро уменьшается до нескольких сантиметров. Напротив, в плазмотронах с длинной дугой длина струи с увеличением расхода газа возрастает.

При описании характеристик плазменных струй в них обычно выделяют три участка – начальный,

переходный и основной (рис. 5.5). Для начального участка (длиной  $X_n$ ) характерно приблизительно равномерное распределение скорости течения ( $V_0$ ) и температуры ( $t_0$ ) в соответствии с начальными значениями этих величин выходного среза сопла плазмотрона (показано стрелками на рисунке 5.5). На выходе из сопла плазменная струя «скачкообразно» расширяется, освобождаясь от действующих в канале магнитных сил, сжимающих плазму. За пределами начального участка образуется переходная «зона смешивания», в которой параметры непрерывно изменяются от начальных значений до значений, характерных для окружающей среды. На «основном» участке, длина которого может существенно превосходить длину ярко своящегося «ядра» струи («я» на

рисунке 5.5), устанавливается «стационарный» профиль скорости и температуры (см. ниже).

Методы теоретического описания «ламинарных» плазменных струй основаны на теории «динамического» пограничного слоя, используемой при рассмотрении «невозбужденных» газовых струй в аэродинамике; эти методы детально разработаны и описаны в обширной специальной литературе. При наличии турбулентности потока теоретическое рассмотрение существенно усложняется; наряду с указанными выше методами, применяются и другие, например, «метод интегральных соотношений», «пути перемешивания», «эквивалентной задачи теплопроводности». Однако все эти теоретические методы не обеспечивают точных количественных результатов, пригодных для инженерных расчетов, поэтому при проведении последних широко используются экспериментальные данные и эмпирические соотношения. Экспериментальные исследования показали, что в различных сечениях струи на основном участке радиальные распределения – «профили» – температуры и скорости подобны и наиболее точно описываются кривыми Гаусса

$$\begin{aligned} v/v_m &= \exp \left[ -\ln 2 \left( r/r_{0,5v} \right)^2 \right], \\ T/T_m &= \exp \left[ -\ln 2 \left( r/r_{0,5T} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (5.52)$$

где индекс « $m$ » соответствует оси струи ( $r = 0$ ),  $\Delta T = T - T_c$ ,  $\Delta T_m = T_m - T_c$ , где  $T_c$  – температура окружающей среды, величины  $r_{0,5v}$  и  $r_{0,5T}$  соответствуют  $v/v_m = \frac{1}{2}$  и  $\Delta T/\Delta T_m = \frac{1}{2}$ , соответственно. Подобие профилей имеет место и в

«зоне смешивания», хотя форма профилей здесь существенно иная. Этот факт естественным образом связан с «неразрывностью» струи, т. е. постоянством расхода газа в различных сечениях струи

$$G = \rho v S = \text{const}. \quad (5.53)$$

Действительно, если струя является «слабо расходящейся», т. е.  $S = \text{const}$  (угол расхождения струи  $\alpha_0$  на основном участке – см. рисунок 5.5 – часто составляет несколько градусов, и давление в струе после выхода из сопла мало отличается от давления окружающей среды, т. е. и  $P = \text{const}$ , то, учитывая формулу для плотности идеального газа  $\rho = \frac{P\mu}{RT}$  ( $\mu$  – молекулярная масса газа), из (5.53) получим

$$\frac{v}{T} \approx \text{const}. \quad (5.54)$$

В выбранном сечении струи  $S$  это соотношение выполняется точно, что и объясняет приблизительное подобие профилей скорости и температуры. Было установлено также, что гидродинамический напор струи

$$P_g = \frac{\rho v^2}{2}, \quad (5.55)$$

спадает с расстоянием от выходного среза сопла примерно по такому же

закону, как и скорость струи. Это также легко объяснить, исходя из (5.54) с учетом  $\rho \sim \frac{1}{T}$ , поскольку при этом

$$P_g \sim \frac{1}{T}, v^2 \sim \frac{V}{T}, v \sim V. \quad (5.56)$$

Вследствие всегда имеющейся расходимости струи соотношения (5.54–5.56) являются приближенными (см. ниже).

Исследовался также закон изменения осевых параметров струи ( $V_m$  и  $\Delta T$ ) в зависимости от расстояния до выходного среза сопла ( $Z$ ). Зависимости  $V_m(ZX)$  и  $\Delta T(Z)$  имеют вид, близкий к гиперболическому при больших  $Z_x$ , и мало зависящий от режима работы плазмотрона. Однако характер изменения  $V_m$  и  $\Delta T$  оказывается несколько различным, в соответствии с приближенным характером соотношения (5.54) температура спадает вдоль оси струи несколько быстрее, чем скорость. В соответствии с общими представлениями теории струй это объясняет тем, что «тепловая» граница несколько шире «динамической»  $r_{0,5T} > r_{0,5v}$ . Зависимости  $V/V_{0m}(Z)$  и  $\Delta T/\Delta T_{0m}(Z)$ ,

построенные для различных типов плазмотронов и режимов их работы, оказываются существенно различными по характеру. В то же время теоретические расчеты приводят к противоположному результату. Это хорошо иллюстрирует отмеченное выше несовершенство расчетных методик, не учитывающих существенную зависимость характеристик плазменной струи от условий ее истечения.

Затухание плазменной струи и ее расширение с удалением от выходного сопла плазмотрона зависит также от свойств окружающей среды. Затухание убыстряется при увеличении отношения плотности газа в окружающей среде к плотности газа в струе. Расширение струи происходит быстрее при малой плотности газа, т. е. при высокой начальной температуре струи на выходе из сопла. Во многих случаях профили температуры и скорость на начальном участке (на выходе из плазмотрона) не являются плоскими, как это обычно принимается в расчетах (см. рисунок 5.5). Начальная неравномерность параметров струи определяется режимом работы плазмотрона и обусловлена наличием теплового и динамического пограничных слоев на стенках выходного сопла плазмотрона. При усилении этой неравномерности спад осевых параметров струи с удалением от сопла убыстряется.

Начальная скорость истечения струи определяет ее гидродинамический напор, зависит от ряда факторов и обычно находится в пределах от нескольких десятков м/с до нескольких км/с. При увеличении силы разрядного тока  $i$  и расхода газа осевая скорость струи на срезе сопла быстро возрастает в связи с увеличением статического давления  $P_c$  в канале плазмотрона, которое пропорционально  $i^2$ . Следует отметить также существенную неизотермичность плазменной струи, т. е. различие между электронной ( $T_e$ ) и атомной («газовой»)  $T$  температурами, наблюдаемое при некоторых режимах работы плазмотронов. Изотермичность аргоновой плазмы усиливается с понижением силы тока и

увеличением расхода газа, а также в радиальном и осевом направлении в струе. Это вполне естественно, поскольку во всех этих случаях имеет место переход к более «разряженной» слабо ионизированной плазме, для которой отличие  $T_e$  от  $T$  является обычной закономерностью.

Как уже отмечалось выше, параметры струи, в частности, удельный тепловой поток в определенном сечении струи, могут быть измерены экспериментально, а затем, в принципе, можно решить соответствующую тепловую задачу и рассчитать технологический режим обработки материала. Эта задача сравнительно просто решается лишь для таких процессов, при которых материал покоится относительно струи, и в месте их контакта образуется неподвижное «пятно нагрева». Однако во многих случаях имеет место более сложная ситуация. Например, в строительном деле плазменная струя используется для оплавления поверхности стройматериалов в декоративных целях (например, при плазменной отделке силикатного кирпича его поверхность приобретает ровную «салатную» окраску). При такой отделке больших площадей материала (например, панелей жилых домов) естественно, приходится перемещать плазменную струю относительно материала. В этом случае решение тепловой задачи осуществляется на основе моделей «точечного» или «линейного» движущегося поверхностного источника тепла; некоторые решения содержатся в специальной литературе.

Во многих электроплазменных процессах взаимодействие струи с материалом происходит по совершенно иной схеме – материал в виде порошка вводится в струю (или в зону разряда) и движется совместно с ней (наплавка, напыление, плазмохимия). В этом случае действие струи на материал характеризуется «эффективностью» нагрева  $\eta$  – относительной долей теплосодержания потока плазмы, поглощаемой материалом, находящимся в потоке. КПД процесса  $\eta_{пр}$ , т. е. отношение мощности, поглощаемой материалом, к полной мощности плазменного потока, связан с  $\eta$  соотношением

$$\eta_{пр} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \eta dt, \quad (5.57)$$

где  $\tau$  – полное время нагрева материала. Расчеты показывают, что величина существенно зависит от трех основных факторов: коэффициента теплоотдачи от плазмы к частицам материала, «степени двухфазности» потока  $k = \frac{g_m}{g_n + g_m}$

(где  $g_n$  и  $g_m$  – локальные массовые расходы материала и потока газа, соответственно) и скорости потока  $V$ . Теоретическое определение величины  $\eta$  не может быть осуществлено с достаточной для практики точностью, поэтому обычно эффективность нагрева и характер движения частиц в плазменном потоке исследуются экспериментально различными методами. Для измерения скоростей движения частиц обычно используются методы фото– или киносъемки, поскольку частицы в плазменном потоке интенсивно нагреваются и дают сравнительно яркое свечение, которое легко зарегистрировать. Определение температуры частиц в потоке представляет более значительные трудности ввиду «маскирующего» действия горячей плазмы и большой



скорости движения частиц. Однако в настоящее время разработаны различные методы, основанные на регистрации теплового излучения частиц и обеспечивающие достаточную для инженерной практики точность измерений. Значительный прогресс ожидается в ближайшее время и в создании достаточно простых и надежных методов расчета скорости движения и температуры дисперсных частиц в плазменном потоке.

Как уже отмечалось выше, электроплазменные процессы в современной технологии отличаются большим разнообразием; рассмотрим лишь некоторые типичные примеры. Например, к числу процессов, в которых плазменный поток направлен на твердый «массивный» материал, относится, плазменная сварка короткой (сжатой) дугой, обеспечивающая хорошее качество сварного шва благодаря большой глубине проплавления при относительно небольшой ширине шва и высокую скорость сварки. Широкое распространение (особенно в электронике) получили «микроплазменная» и импульсная сварки. Эти методы обеспечивают дальнейшее повышение качества сварного соединения (получаются более узкие швы с меньшей зоной термического влияния на загрязненные материалом сварочные электроды) и улучшение стабильности и управляемости технологическим процессом. Для сварки толстолистовых (до 60 мм) черных и цветных металлов успешно применяется многодуговая плазменная сварка; при этом достигается повышение производительности и управляемости процессом сварки. При осуществлении плазменной наплавки присадочный материал в виде проволоки, штабника (прутка) или порошка подается на поверхность основного материала в холодном или горячем состоянии и плавится сжатой дугой (при этом имеет место также оплавление поверхности основного материала). При таком способе наплавки можно получить жаропрочные, износостойкие, кислото- и коррозионностойкие и другие покрытия с заданными специальными свойствами. В технологических процессах обработки металлов резанием (резка, стружка, выборка полостей, полировка) обычно используется плазмотрон с вынесенной дугой; при обработке неметаллических материалов используются плазменные струи. Плазменнодуговая плавка в «плазменных печах» с керамическим тиглем применяется в металлургии для получения сталей и сплавов на никелевой основе; для получения сталей и высокореакционных материалов применяют переплав металлов в кристаллизаторах с водяным охлаждением, а для получения диэлектрических порошков – переплав материалов во вращающихся печах. Эти металлургические процессы отличаются высокой стабильностью, простотой и гибкостью технологии, малыми потерями легирующих элементов и легкостью управления процессом.

К технологическим процессам, в которых диспергированный материал (в виде порошка или капель жидкости) вводится в плазменный поток, относятся, в частности, многочисленные процессы с осаждением материала, в результате чего образуется твердое покрытие или изделие – наплавка, напыление, формование изделий, выращивание монокристаллов и т. п. Исходный материал в виде порошка, гранул, проволоки, прутков или прессованных штабиков

вводится в плазменный поток и распыляется, а затем нагретые частицы металла осаждаются. При плазменной наплавке окончательное расплавление частиц имеет место на поверхности подложки или детали, которая при этом также оплавляется на некоторую глубину, и происходит «сплавление» исходного материала с основным. При плазменном напылении частицы исходного металла осаждаются в определенном состоянии на значительно более «холодную» (неоплавленную) поверхность подложки; это дает возможность соединения разнородных (не образующих твердые растворы) материалов и получать покрытия с разнообразными заданными свойствами (износостойкие, кислотоупорные, жаропрочные и т. д.). Плазменное напыление используется также для получения композиционных материалов и покрытий, при этом исходный материал напыляется на исходное армирующее (упрочняющее) волокно, и получается полуфабрикат в виде заготовок или готового изделия. Плазменное напыление применяется для изготовления «корковых» изделий или форм для литья путем нанесения достаточно толстых покрытий, например, для получения изделий сложной формы из дорогостоящих материалов. При плазменном формовании исходный материал в виде порошка или проволоки осаждается вначале на «затравке», а затем формуется изделие путем постепенного наращивания слоев при относительном перемещении затравки и плазмотрона по определенной программе; применение этого процесса перспективно для изготовления изделий в виде тел вращения из тугоплавких материалов. Плазменное выращивание монокристаллов осуществляется аналогичным образом, однако в этом случае образуется жидкая ванна, которая пополняется новым материалом по мере кристаллизации расплава (таким путем получают, например, монокристаллы на основе окиси алюминия). Процессы, в которых выводимый из плазмы материал проходит стадию естественного охлаждения, применяются, в частности, для «сфероидизации» (округления) частиц материала и диспергирования порошков, плавки порошков и гранул, испарения и конденсации материалов, например, для получения мелкодисперсных (размер зерна до 1 мкм) или ультрадисперсных (до 0,1 мкм) порошков, изготовления магниточувствительных шариков для копировальных машин, сферических частиц тугоплавких металлов и сплавов для порошковой металлургии и т. д. В плазмохимии (как неорганических, так и органических материалов) получили распространение процессы, связанные с закалкой готового материала при осуществлении обратимых химических реакций в плазме. В неорганической химии плазмохимическим способом осуществляют окисление, восстановление и диссоциацию соединений, получение тугоплавких соединений и другие реакции, например, окисление азота и фосфора, восстановление хлоридов, получение нитритов, карбидов и других интерметаллических соединений. Путем плазменного окисления хлоридов металлов производят окислы титана, кремния, молибдена, ниобия, тантала и т. п. В водородной плазме успешно осуществляется восстановление хлоридов с целью получения нитридов или карбидов, а также чистых металлов, вольфрама. Эти процессы находятся в стадии интенсивной разработки.

Из других многочисленных применений плазменных потоков и струй отметим процессы нагрева и догрева газов при аэрогидродинамических исследованиях с целью создания воздушных потоков с заданными физическими свойствами; а также бурение плазменной струей с температурой около 5000 К («плазменное бурение») твердых горных пород (гранитов, кварцитов, порфиритов и т. д.), применяемое при проходке шурфов и скважин, для дробления негабаритов, добычи и обработки камня и т. д. «Плазменные ускорители», в которых получают потоки плазмы со скоростями до  $10^3$  км/с (при кинетической энергии ионов до  $10^6$  эВ), то есть, по существу, высокоэнергетические плазмотроны уже нашли применение в технологии очистки поверхностей, нанесения металлических пленок, в термоядерных исследованиях (в качестве инжекторов плазмы), а также в качестве плазменных («электрореактивных») двигателей в системах стабилизации и ориентации космических кораблей, в космических энергетических установках, в системах плазменной защиты пилотируемых космических кораблей и орбитальных станций и т. д. В настоящее время исследуются возможности создания плазменных двигателей, основанных на других принципах, например, «ядерного» ракетного топлива на основе ядерного реактора с плазменными тепловыделяющими элементами. В этом реакторе делящееся вещество будет находиться в состоянии плазмы с температурой в несколько десятков тысяч К, при контакте с ним рабочее тело (например, водород) будет нагреваться до аналогичных температур, что позволит получить скорости истечения реактивной струи до десятков км/с и получить заданную тягу при уменьшении расхода рабочего тела, т. е. массы ракеты. Такие двигатели весьма перспективны для космонавтики будущего, особенно для осуществления сверхдальних космических полетов (например, к отдаленным планетам солнечной системы) реактивными беспилотными аппаратами.

В заключении отметим, что состояние плазмы может быть создано не только с помощью зажигания газового разряда. Высоко ионизированное состояние вещества (газа) может быть вызвано действием высокой температуры (пламя), мощного оптического облучения и другими способами. При этом состояние плазмы отличается от «газоразрядной» плазмы в основном отсутствием направленного перемещения электрических зарядов (т. е. разрядного тока). В остальном картина элементарных процессов, характеристики излучения и другие свойства плазмы мало зависят от способа ее создания. Особенностью плазмы небесных тел – звезд – является огромная температура в их недрах ( $10^{10}$  К и выше), что приводит к протеканию в них ряда специфических процессов, не свойственных газоразрядной плазме.

Разумеется, изложенное в этой главе отнюдь не охватывает все области применения электроплазменных приборов и устройств в современной технике. Инженер, специализирующийся в областях электроники, светотехники, обработки металлов и многих других, должен быть знаком с обширной специальной литературой по газоразрядным приборам и установкам и постоянно следить за новой литературой и периодическими изданиями по этим вопросам.

## ГЛАВА 6 МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

### 6.1 Магнитное поле и его характеристики

Магнитным полем называют особую форму материи, которая осуществляет взаимодействие между электрическими токами. Опыт показывает, что проводники с токами взаимодействуют подобно постоянным магнитам. Два постоянных магнита притягиваются разноименными полюсами (северным и южным) и отклоняются одноименными полюсами (рис. 6.1, а). Если же взять катушки с током (катушка с длиной значительно большей ее диаметра называется «соленоидом») и поднести к ней постоянный магнит (рис. 6.1, б), то они взаимодействуют аналогичным образом, причем северным полюсом оказывается конец соленоида, обтекаемый током против часовой стрелки (южным полюсом – по часовой стрелке). При перемене направления тока катушки полюса меняются местами. Аналогичным образом взаимодействуют две катушки с токами (рис. 6.1, в). Если «развернуть»

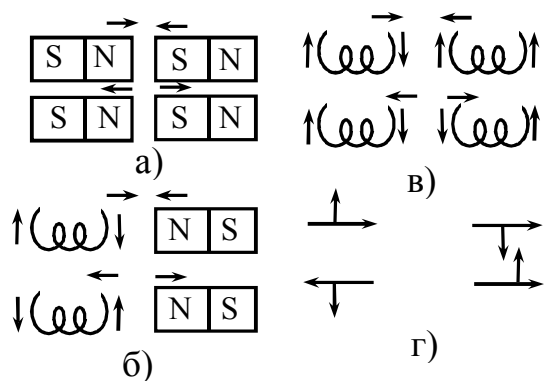


Рисунок 6.1

катушки в прямолинейные проводники, то между ними также имеет место магнитное взаимодействие, как показано на рисунке 6.1, г.

Таким образом, вокруг проводника с током всегда возникает магнитное поле, которое проявляется в действии силы на помещенный в него «пробный» проводник с током, аналогично тому, как электрическое поле проявляется в действии силы на «пробный» заряд.

В качестве «пробного» проводника (рис. 6.2) возьмем отрезок длиной  $dl$ , по которому течет постоянный ток с силой  $I$ ; направление вектора  $dl$  указывает направление тока. В магнитном поле на этот проводник действует сила  $d\vec{f}$ , которая согласно Закону Ампера, равна:

$$d\vec{f} = I[d\vec{l} \times \vec{B}]. \quad (6.1)$$

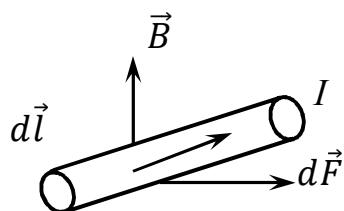


Рисунок 6.2

Векторная величина  $B$  является «силовой» характеристикой магнитного поля и называется «вектором магнитной индукции». Его направление определяется правилом векторного умножения, которое наглядно выражается «правилом левой руки»: если расположить левую руку так, чтобы вытянутые пальцы указывали направление тока в проводнике, а вектор  $B$  «втыкался» в ладонь, то отставленный большой палец указывает направление

силы, действующей на проводник. Если направление и величина вектора  $B$  всюду одинаковы, то магнитное поле называется «однородным». На

прямолинейный проводник длиной  $L$  в однородном поле, согласно (6.1), действует «сила ампера»

$$f = ILB \sin \alpha, \quad (6.2)$$

где  $\alpha$  – угол между направлением тока и вектором  $B$ .

При  $\alpha = 0$   $F = 0$ ; при  $\alpha = 90^\circ$  сила максимальна и равна

$$F = ILB. \quad (6.3)$$

Из этой формулы следует, что в системе СИ величина  $B$  измеряется в единицах Н/Ам; эта единица называется «тесла» и обозначает Тл: 1 Тл = 1 Н/Ам.

Индукция магнитного поля, созданного проводником с током, определяется «по принципу суперпозиции» магнитных полей, созданных «элементарными» участками проводника  $dl$ , являющимися аналогами «точечных зарядов» в электростатике. Согласно этому принципу

$$\vec{B} = \int_{(L)} d\vec{B}, \quad (6.4)$$

где интеграл берется по всей длине проводника  $L$ . Индукция магнитного поля  $dB$ , созданного «элементарным» проводником  $dl$  с током  $I$  (величина  $Idl$  называется «элементом тока») в заданной точке пространства, определяется величиной элемента тока и расположением этой точки относительно элемента тока, а также зависит от магнитных свойств среды.

Согласно закону Био – Савара – Лапласа, величина  $dB$ , определяется выражением

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^2} \quad (6.5)$$

или в скалярной форме:

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}. \quad (6.6)$$

Здесь  $r$  – радиус вектор, проведенный из элемента тока в рассматриваемую точку поля,  $\alpha$  – угол между векторами  $d\vec{l}$  и  $\vec{r}$  (рис. 6.3),  $\mu_0$  – магнитная постоянная, равная  $4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м (смысл этой размерности будет выяснен в дальнейшем).

Величина  $\mu$  называется «относительной магнитной проницаемостью среды» и показывает во сколько раз магнитное поле в среде сильнее, чем в вакууме. Отметим, что в отличие от электростатического поля, которое ослабляется в веществе, магнитное поле, как правило, усиливается в результате намагничивания среды (это явление будет рассмотрено ниже в п. 6.2).

С помощью формулы (6.5) или (6.6) можно проводить расчет индукции магнитного поля, созданного протяженным проводником с током. Рассмотрим несколько простых примеров.

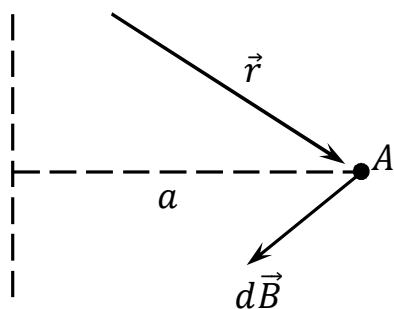


Рисунок 6.3

В центре кругового витка радиусом  $R$  с током  $I$  вектор индукции направлен в соответствии с правилом «правого винта» («правилом буравчика»): при вращении головки винта в соответствии с направлением тока винт движется в направлении вектора  $\vec{B}$  (рис. 6.4, а). Величина  $B$  определяется согласно формуле (6.6) с учетом того, что в данном случае  $\alpha = 90^\circ$  и  $r = R$ , поэтому интегрирование в (6.4) сводится к простому вычислению  $\int_{(L)} dl = L = 2\pi R$ . Тогда, формула (6.6) дает

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R}. \quad (6.7)$$

Рассмотрим далее бесконечно длинный прямой проводник с током  $I$  (рис. 6.4, б).

Теперь величину  $B$  с учетом того, что  $\frac{d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{dl}{r}$  и  $r = \frac{a}{\sin \alpha}$  можно выразить в виде

$$B = \int_0^\pi \frac{\mu\mu_0 I \sin \alpha d\alpha}{4\pi a} = \frac{-\mu\mu_0 I}{4\pi a} \cos \alpha \Big|_0^\pi = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi a} (\cos \pi - \cos 0) \quad (6.8)$$

или

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi a}. \quad (6.9)$$

Наконец, внутри длинной катушки с током, соленоида, (рис. 6.4в) индукция магнитного поля отображается формулой

$$B = \mu\mu_0 nI, \quad (6.10)$$

где  $n$  – число витков на единицу длины (при плотной укладке витков) соленоида. Вывод этой формулы будет приведен в дальнейшем.

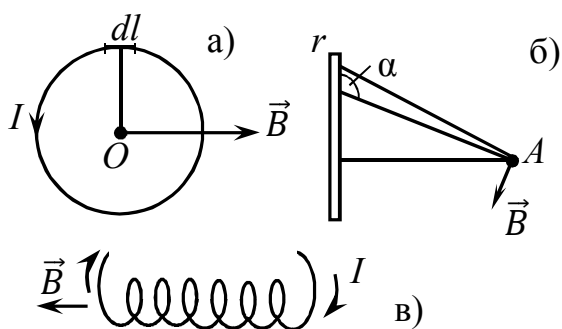


Рисунок 6.4

Распределение магнитного поля в пространстве можно представить графическим способом, аналогично электростатическому полю, при помощи «линий магнитной индукции» или «магнитных силовых линий», касательные к которым в каждой точке определяют направление индукции магнитного поля  $B$ . Построение картины магнитных силовых линий обнаруживает важную особенность

магнитного поля, коренным образом отличающую его от электростатического поля: во всех случаях магнитные силовые линии оказываются замкнутыми кривыми, охватывающими проводник с током. Для трех примеров, представленных на рис. 6.4, эти картины показаны схематически на рисунке 6.5 для кругового (а) и прямого (б) тока и соленоида (в), соответственно. Этот факт отражает «вихревой» характер магнитного поля. В то время как электростатическое поле создается электростатическими зарядами, которые

являются «началами» и «концами» электрических силовых линий, и носят, поэтому, «потенциальный» характер, магнитное поле создается проводниками с токами, и его силовые линии не имеют ни начала, ни конца. Это означает, что особые «магнитные» заряды, аналогичные электрическим, в природе отсутствуют. Полюса постоянного магнита являются лишь местами «сгущения» магнитных силовых линий, поскольку эти линии замыкаются внутри магнита (рис. 6.5, г).

Для вихревого магнитного поля нельзя ввести понятие «потенциала» и «разности потенциалов», как это было сделано для электростатического поля.

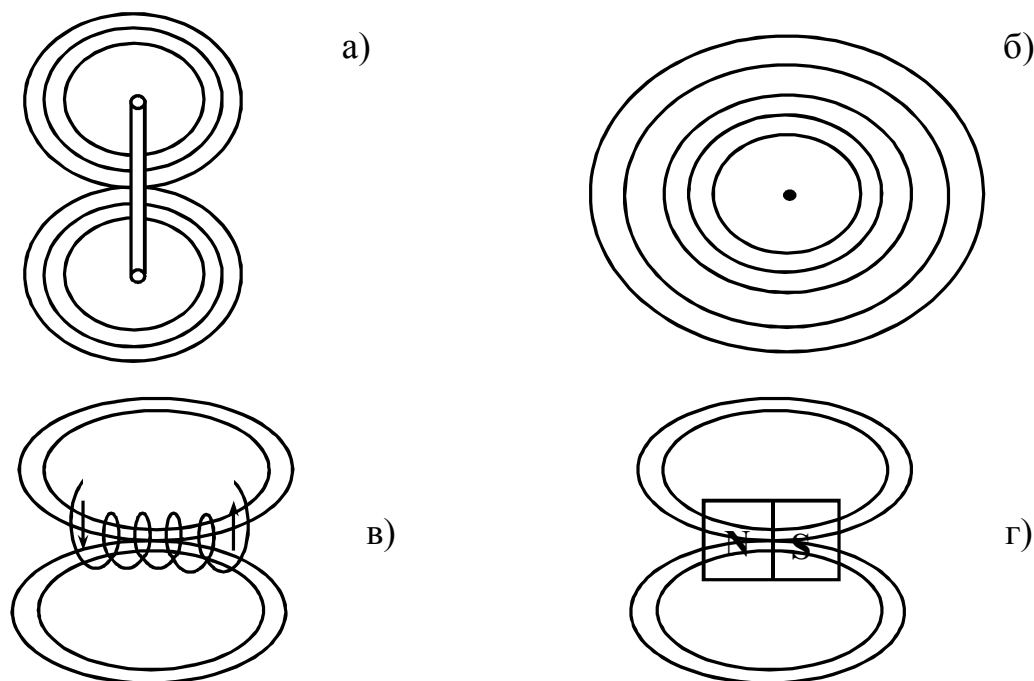


Рисунок 6.5

Величина  $\int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = \varphi_1 - \varphi_2$  для электростатического поля (разность потенциалов) не зависит от формы контура интегрирования; для замкнутого контура «циркуляция напряженности электрического поля»  $\oint \vec{E} d\vec{l}$  всегда равна нулю. Напротив, величина  $\int_1^2 \vec{B} d\vec{l}$  («магнитное напряжение») зависит от формы контура интегрирования, а «циркуляция индукции магнитного поля»  $\oint \vec{B} d\vec{l}$  оказывается отличной от нуля. Например, если взять в качестве замкнутого контура одну из магнитных силовых линий, окружающих прямой проводник с током, то, согласно формуле (6.9) получим

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \oint_{(L)} \frac{\mu_0 I dl}{2\pi a} = \frac{\mu_0 I 2\pi a}{2\pi a} = \mu_0 I. \quad (6.11)$$

Можно показать, что этот результат не зависит от формы контура интегрирования и формы проводника с током («теорема о циркуляции вектора магнитной индукции»).

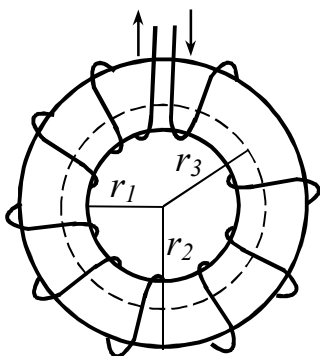


Рисунок 6.6

С помощью формулы (6.11) можно в ряде случаев сравнительно просто вычислять индукцию магнитного поля. В качестве примера рассмотрим замкнутую тороидальную катушку, показанную на рисунке 6.6. Из соображений симметрии ясно, что величина  $B$  во всех точках окружности, проходящей через центры витков катушки, одинакова. Поэтому циркуляция вектора  $\vec{B}$  в данном случае будет равна  $B2\pi r$ , где  $r$  – радиус этой окружности. Согласно формуле (6.11), эта величина равна  $N\mu\mu_0 I$ , где  $N$  – полное число витков катушки. Отсюда

следует, что индукция на осевой линии катушки равна

$$B = \mu\mu_0 N I / 2\pi r. \quad (6.12)$$

У внутренней стороны катушки поле ( $B_1$ ) будет сильнее ( $r_1 < r$ ), а у наружной стороны ( $B_2$ ) слабее ( $r_2 > r$ ); это различие, характеризующее неоднородность магнитного поля в катушке, можно охарактеризовать величиной

$$\frac{B_1 - B_2}{B_1} = \frac{r_2 - r_1}{r_2}. \quad (6.13)$$

Если неограниченно увеличивать радиус намотки тороидальной катушки  $r$ , то величина (6.13) будет убывать, а поле – приближаться к однородному. При этом любой выделенный участок тороида будет переходить в прямую катушку – соленоид. Введя число витков на единицу длины катушки  $n = N/2\pi r$ , получим вместо (6.12) приведенную выше формулу (6.10).

Аналогично случаю электростатического поля, для магнитного поля можно ввести «поток магнитной индукции» или «магнитный поток»; в однородном поле эта величина  $\Phi$  равна произведению  $B$  на величину площадки  $S_n$ , ориентированной перпендикулярно магнитным силовым линиям:  $\Phi = BS_n$ . Если площадка  $S_n$  ориентирована под углом  $\alpha$  к вектору  $B$  (т. е. угол между нормалью к площадке  $n$  и вектором  $B$  равен  $\alpha = 0$ ), то  $\Phi = BScos\alpha$ .

В неоднородном поле магнитный поток  $\Phi$ , характеризующий число силовых линий, проходящих через площадку  $S$ , равен

$$\Phi = \int_{(S)} Bcos\alpha dS. \quad (6.14)$$

В электростатическом поле, согласно теореме Остроградского – Гаусса, поток вектора напряженности через замкнутую поверхность определяется величиной электрических зарядов, охватываемых этой поверхностью. Поскольку «магнитные заряды» не существуют, то эта теорема для магнитного поля формулируется как утверждение о том, что магнитный поток через любую замкнутую поверхность равен нулю



$$\Phi = \oint B \cos \alpha dS = 0. \quad (6.15)$$

Эта теорема является еще одним выражением указанного выше «вихревого» характера магнитного поля. Величина  $\Phi$  в системе СИ выражается в веберах Вб и согласно определению (6.14)  $1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2$ .

На основе законов Ампера и Био – Савара – Лапласа можно производить количественные расчеты взаимодействия между проводниками с током. Из формул (6.5) и (6.1) можно получить следующее выражение для силы взаимодействия между двумя элементарными проводниками  $dl_1$  и  $dl_2$  с токами  $I_1$  и  $I_2$

$$d\vec{F} = I_2(dl_2 dl_1) = \frac{\mu\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \frac{[d\vec{l}_2 \times [d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]]}{r^3}, \quad (6.16)$$

где  $\vec{r}_{12}$  – радиус-вектор, направленный от элемента тока  $I_1 d\vec{l}_1$  к элементу тока  $I_2 d\vec{l}_2$ ,  $d\vec{B}_1$  – индукция магнитного поля, созданного элементом  $I_1 d\vec{l}_1$  в месте расположения элемента  $I_2 d\vec{l}_2$ . Интегрируя по всей длине проводников  $l_1$  и  $l_2$ , можно в принципе вычислить силу их магнитного взаимодействия. Обычно эта процедура носит сложный характер. Однако в некоторых практически важных случаях расчет существенно упрощается. Рассмотрим, например, магнитное взаимодействие двух длинных прямых проводников с токами  $I_1$  и  $I_2$ , находящихся на расстоянии  $a$  друг от друга. Первый проводник создает в месте расположения второго проводника магнитное поле  $B_1 = \mu\mu_0 I_1 / 2\pi a$ ; это поле

действует на участок проводника длиной  $L$  силой  $F = I_2 l B_1 = \mu\mu_0 I_2 L / 2\pi a$ .

Отсюда следует, что два прямых проводника взаимодействуют с силой, приходящейся на единицу длины проводников  $f = F/L$  равной

$$f = \mu\mu_0 I_1 I_2 / 2\pi a. \quad (6.17)$$

На базе этого результата была введена единица силы тока – ампер, в международной системе СИ. Поскольку в вакууме  $\mu = 1$ ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ , то формула (6.17) при  $I_1 = I_2 = I$  может быть представлена в виде

$$f = 2 \cdot 10^{-7} I^2 / a. \quad (6.18)$$

При  $a = 1 \text{ м}$  и  $I = 1 \text{ А}$   $f = 2 \cdot 10^{-7}$ , поэтому Ампер определяется как сила тока, текущего в проводниках, взаимодействующих в вакууме на расстоянии 1 м друг друга с силой  $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н/м}$ , на единицу длины. Характер взаимодействия прямых проводников легко устанавливается с использованием указанных выше правил буравчика и левой руки и указан на рисунке 6.1, г.

В ряде случаев магнитное действие тока удобно характеризовать не величиной магнитной индукции, а его «магнитным моментом»  $P_m$ . Это

особенно удобно в случаях замкнутых токов, протекающих в малых областях пространства («элементарных токов»).

Рассмотрим магнитное поле, создаваемое на оси кругового витка (рис. 6.7) радиуса  $R$  с током  $I$  (индукция поля в центре витка была вычислена выше,

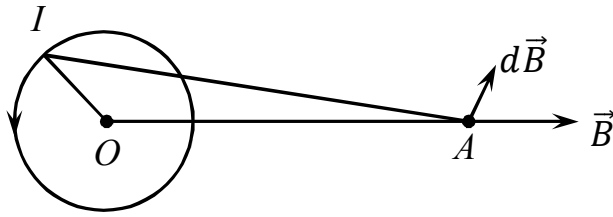


Рисунок 6.7

смотри формулу (6.7)). В точке А на расстоянии  $\bar{z}$  от центра витка элемент тока  $Idl$  создает поле с индукцией  $d\vec{B}$ , определяемой законом Био – Савара – Лапласа, причем вектор  $d\vec{B}$  перпендикулярен радиус-вектору  $\vec{r}$ , а угол  $\alpha$  в формуле (6.6) равен  $90^\circ$ .

Разложим вектор  $d\vec{B}$  на радиальную  $d\vec{B}_r$  и осевую  $d\vec{B}_z$  составляющие. Из соображений симметрии ясно, что составляющие  $d\vec{B}_r$ , созданные всеми элементами  $dl$  витка, взаимно уничтожаются, а составляющие  $d\vec{B}_z$ , складываясь, дают полный вектор индукции поля витка  $\vec{B}$ . Результат этого сложения, после соответствующих вычислений имеет вид

$$B = \frac{\mu\mu_0 R^2 I}{2z^3}. \quad (6.19)$$

Поскольку  $\pi R^2 = S$  – площадь витка, то формулу (6.19) можно представить в виде

$$B = \frac{\mu\mu_0 2IS}{4\pi z^3}. \quad (6.20)$$

Если размеры кругового («элементарного») тока малы по сравнению с расстоянием до рассматриваемой точки поля, то  $r \approx \bar{z}$ , и можно написать

$$B = \frac{\mu\mu_0 2IS}{4\pi z^3}. \quad (6.21)$$

Это выражение можно представить в векторной форме, если условиться считать площадь, охватываемую витком, вектором, величина которого равна  $S$ , а направление определяется направлением тока в витке согласно правилу буравчика (рис. 6.8). Вектор  $\vec{P}_m = I\vec{S}$  называется «магнитным моментом тока». По направлению он совпадает с вектором индукции поля.

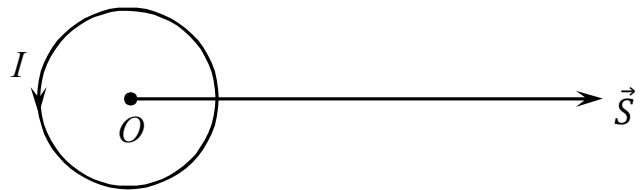


Рисунок 6.8

Поэтому формулу (6.21) для магнитного поля «элементарного» замкнутого тока можно представить в виде

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 2\vec{P}_m}{4\pi z^3}. \quad (6.22)$$

Величина  $\vec{P}_m$  используется при расчете действия магнитного поля на контур с током (см. гл. 7).

Итак, магнитное поле создается электрическими токами и воздействует на проводники с токами. Однако электрический ток представляет собой

направленное движение электрических зарядов в проводнике, например, электронов в металле. Поскольку электроны неразличимы, то очевидно, что если совокупность электронов создает магнитное поле, и каждый отдельный движущийся электрон, как и любой другой заряд, также вызывает появление магнитного поля. Рассмотрим малый участок проводника – элемент тока  $Idl$ , создающий магнитное поле, индукция которого определяется формулой (6.6). Однако, согласно изложенному в гл. 2, силу тока можно выразить как  $I = jS = n_0 e \mathcal{V} S$ , где  $\mathcal{V}$  – скорость движения элементарных носителей зарядов,  $S$  – площадь поперечного сечения проводника. Поэтому величина тока равна  $Idl = n_0 \mathcal{V} S dL = ne \mathcal{V} dV = Ne \mathcal{V}$ , где  $dV$  – объем элемента проводника,  $N$  – полное число носителей заряда в этом объеме. Тогда формулу (6.6) можно представить в виде

$$dB = \frac{\mu\mu_0 Ne \mathcal{V} \sin\alpha}{4\pi r^2}. \quad (6.23)$$

Это поле создается всей совокупностью  $N$  электронов. Поэтому один электрон создает поле с индукцией, равной

$$B_1 = \frac{\mu\mu_0 e \mathcal{V} \sin\alpha}{4\pi r^2} \quad (6.24)$$

или в векторной форме

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu\mu_0 e [\vec{\mathcal{V}} \times \vec{r}]}{4\pi r^3}. \quad (6.25)$$

Направление индукции магнитного поля, созданного движущимся зарядом, зависит от его знака ( $\pm e$ ).

Рассмотрим теперь аналогичным путем силу, действующую на одиночный заряд, движущийся в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}$ . Для этой цели используют формулу (6.1) в скалярной форме

$$dF = Idl B \sin\alpha. \quad (6.26)$$

Поскольку  $Idl = Ne \mathcal{V}$ , то сила  $dF = Ne \mathcal{V} B \sin\alpha$  действует на  $N$  зарядов; на один движущийся заряд действует сила

$$F_1 = e \mathcal{V} B \sin\alpha \quad (6.27)$$

или в векторной форме

$$\vec{F}_1 = e [\vec{\mathcal{V}} \times \vec{B}]. \quad (6.28)$$

Она называется «силой Лоренца» и направлена перпендикулярно направлению движения заряда. Поэтому эта сила не совершает механической работы и ее роль сводится к искривлению пути движущегося заряда в магнитном поле. В результате свободный заряд в однородном магнитном поле совершает движение по окружности радиуса  $R$ , причем сила  $F_l$  играет роль центростремительной силы

$$F_1 = e \mathcal{V} B \sin\alpha = m \mathcal{V}^2 / R, \quad (6.29)$$

где  $m$  – масса носителя заряда. В простейшем случае, когда  $\vec{\mathcal{V}} \perp \vec{B}$ , радиус окружности определяется формулой

$$R = n\mathcal{V}/eB. \quad (6.30)$$

Период этого движения  $T = 2\pi R/\mathcal{V}$  оказывается не зависящим от радиуса

$$T = 2\pi m/eB. \quad (6.31)$$

Подробнее характер движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях будет рассмотрен в дальнейшем.

Силовая характеристика магнитного поля – вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  зависит от свойств среды. Поэтому наряду с величиной  $\vec{B}$  используется и другая характеристика – «напряженность магнитного поля»  $\vec{H}$ , которая вводится как

$$\vec{H} = B/\mu\mu_0. \quad (6.32)$$

Эта величина для заданной точки поля зависит от силы тока и конфигурации проводника и не зависит от магнитных свойств среды. В частности, для рассмотренных выше случаев (рис. 6.4) получаются следующие формулы для напряженности поля: кругового витка с током

$$H = I/2R. \quad (6.33)$$

Для прямого проводника с током

$$H = I/2\pi a. \quad (6.34)$$

Для длинной катушки с током – соленоида

$$H = nI. \quad (6.35)$$

Из этих формул видно, что в системе СИ величина  $H$  измеряется в А/м.

Помимо расчетных методов, существуют многочисленные экспериментальные способы определения напряженности и индукции магнитного поля; большинство методов базируются на явлении электромагнитной индукции. Некоторые из них будут описаны в гл. 7.

Отметим, что между движущимися электрическими зарядами существует как магнитное, так и электрическое (кулоновское) взаимодействие. Сила магнитного взаимодействия в этом случае может быть определена с помощью формул (6.25) и (6.26); заряд  $q_1$ , движущийся со скоростью  $\mathcal{V}_1$ , создает в месте расположения второго заряда ( $q_2$ ,  $\mathcal{V}_2$ ) поле с индукцией

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu\mu_0 q_1 [\vec{\mathcal{V}}_1 \times \vec{r}_{12}]}{4\pi r_{12}^2}, \quad (6.36)$$

где  $\vec{r}_{12}$  – радиус-вектор, направленный от заряда  $q_1$  к заряду  $q_2$ . На заряд  $q_1$  действует сила

$$\vec{F}_{12} = q_2 [\vec{\mathcal{V}}_2 \vec{B}_1] = \frac{\mu\mu_0 q_1 q_2}{4\pi} \frac{\overbrace{[\vec{\mathcal{V}}_2 \times [\vec{\mathcal{V}}_1 \times \vec{r}_{12}]]}^{\text{}}}{r_{12}^3}. \quad (6.37)$$

Аналогичным образом, со стороны второго заряда на первый действует сила

$$\vec{F}_{21} = q_1[\vec{V}_1 \vec{B}_2] = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2 \left[ \vec{V}_1 \times [\vec{V}_2 \times \vec{r}_{12}] \right]}{r_{12}^3}. \quad (6.38)$$

Отметим, что третий закон Ньютона в данном случае, вообще говоря, не выполняется  $F_{12} \neq F_{21}$ . Особенно заметно это в случае, когда  $\vec{V}_1 \perp \vec{r}_{12}$ , а  $\vec{V}_2 \parallel \vec{r}_{21}$ . При этом  $\vec{F}_{12}$  определяется по формуле (6.37), а  $\vec{F}_{21} = 0$ . Это обусловлено динамическим характером сил магнитного взаимодействия, в то время как упомянутый закон является по своей природе «статическим» принципом.

Если два заряда движутся по параллельным прямолинейным траекториям, то формулы (6.37) и (6.38) дают

$$F_{12} = F_{21} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2 V_1 V_2 |\sin(\widehat{V_1 V_{12}})|}{r_{12}^2}. \quad (6.39)$$

Если скорости одинаковы, то  $V_1 = V_2 = V$ , то

$$F_m = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2 V^2}{r^2}, \quad (6.40)$$

где  $r$  – минимальное расстояние между траекториями.

Сила кулоновского взаимодействия между этими зарядами  $F_e$  определяется выражением

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (6.41)$$

Отношение сил магнитного и электростатического взаимодействия двух движущихся зарядов в вакууме равно

$$\frac{F_m}{F_e} = \epsilon_0 \mu_0 V^2. \quad (6.42)$$

Заметим, что

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9} 4\pi \cdot 10^{-7} = \frac{1}{9 \cdot 10^9} = \frac{1}{(3 \cdot 10^8)^2} = \bar{C}^2, \quad (6.43)$$

где  $C$  – скорость света в вакууме.

Таким образом,

$$\frac{F_m}{F_e} = \frac{V^2}{C^2}. \quad (6.44)$$

При обычных («земных») скоростях движения зарядов  $V \ll \bar{C}$  и  $F_m \ll F_e$ .

Однако, магнитное взаимодействие между проводниками с токами подавляюще велико по сравнению с их электрическим взаимодействием даже при малых силах тока. Причина этого заключается в том, что в магнитном взаимодействии принимают участие только движущиеся заряды одного знака, в то время, как кулоновские силы образуются всеми зарядами противоположных знаков, и их результирующая всегда близка к нулю. Большая величина силы магнитного взаимодействия объясняется тем, что в переносе тока всегда участвует огромное количество элементарных носителей заряда.

Магнитное взаимодействие между электрическими токами (как и между токами и постоянными магнитами) лежит в основе действия огромного количества приборов и устройств, применяемых во всех областях человеческой деятельности. Ряд примеров будет рассмотрен в гл. 7.

## 6.2 Магнитные свойства веществ

Опыт показывает, что всем веществам в той или иной степени свойственно «намагничиваться», т. е. создавать соответственное магнитное поле после помещения во внешнее магнитное поле. Вещества, способные намагничиваться, были названы «магнетиками». Многие материалы намагничиваются очень слабо. К сильно намагничивающимся веществам относятся железо, кобальт, никель и их сплавы, а также некоторые редкоземельные элементы металлы. Явление намагничивания железных руд в магнитном поле Земли было известно еще в глубокой древности и быстро нашло практическое применение, в частности, в навигации (компас).

Магнитные свойства материалов обусловлены их атомно-молекулярным строением. В состав атома входит положительно заряженное ядро и отрицательно заряженные электроны, находящиеся в состоянии непрерывного движения. Согласно наглядным представлениям «планетарной модели» атома, электроны обращаются вокруг ядра по круговым (или эллиптическим) орбитам. Электрон, движущийся по орбите радиуса  $r$  с некоторой скоростью  $v$  и периодом обращения  $T$ , подобен круговому току, сила которого  $I$  равна  $\frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi R}$ . Площадь орбиты равна  $\pi R^2$ . Поэтому, электрон, движущийся по орбите, обладает магнитным моментом  $P_m = IS = \frac{|e|vR}{2}$  и, кроме того, механическим моментом (моментом импульса)  $L = m v R$ .

Величина

$$\Gamma_e = \frac{P_m}{L} = \frac{e v R}{2 m v R} = \frac{e}{2m} \quad (6.45)$$

называется «гиромагнитным отношением». Все электроны атома в совокупности образуют полный механический и магнитный моменты атома, что и обуславливает магнитные свойства вещества.

В старой квантово-механической теории наглядное представление о круговых орбитах атомных электронов заменяется вероятностным распределением электронной плотности в атоме. Однако и в этой теории электрон в атоме обладает определенным орбитальным магнитным и механическим моментом. При этом механический момент может принимать лишь «дискретный» ряд значений  $L = n\hbar$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ , а  $\hbar = h/2\pi$ , где  $h$  – постоянная Планка ( $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с). Формула (6.45) сохраняет свою силу и в квантовой теории, поэтому магнитный орбитальный момент  $P_m$  также принимает дискретные значения («квантуется»)  $P_m = \frac{-e\hbar n}{2m}$ .

Помимо орбитального момента электрон, как и другие электромагнитные частицы, обладает «собственным» механическим моментом (моментом импульса) – «спином», – численно равным  $S = \hbar/2$ , и соответствующим собственным магнитным моментом  $P_{ms}$ , причем гиромагнитное отношение поля спиновых моментов оказывается в два раза больше  $\Gamma_e$ , т. е.

$$\Gamma_S = P_{ms}/S = -e/m. \quad (6.46)$$

Согласно этим квантовым представлениям, минимальный орбитальный магнитный момент электрона, называемый «магнетоном Бора», равен

$$P_{mB} = -e\hbar/2m = 6,1 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Кл} \cdot \text{Дж} \cdot \text{с}}{\text{кг}}. \quad (6.47)$$

Итак, магнитные свойства веществ обусловлены существованием собственных магнитных моментов атомов  $P_{ma}$ , которые складываются из моментов отдельных электронов  $P_m$  («элементарных круговых токов»). В отсутствие внешнего магнитного поля эти атомные магнитные моменты ориентированы беспорядочно, так, что вещество, в целом, оказывается «ненамагниченным» – его собственное магнитное поле отсутствует. При наложении магнитного поля магнитные моменты атомов ориентируются в соответствии с направлением внешнего поля с напряженностью  $\vec{H}$ , а суммарный магнитный момент вещества оказывается отличным от нуля и вещество «намагничивается».

Более подробно процесс намагничивания магнетиков различных типов будет описан ниже. Суммарный магнитный момент вещества  $\Sigma P_{ma}$  в практически важном случае «однородного» намагничивания пропорционален его объему  $V$ . Если же отнести суммарный момент к единице объема, то величина

$$J = \Sigma \vec{P}_{ma} / V \quad (6.48)$$

зависит только от свойств вещества и внешнего «намагничивающего» поля; она называется «вектором намагничивания» или «намагниченностью». Эта величина определяет «собственное» магнитное поле вещества, возникшее в результате его намагничивания. Индукция этого поля  $\vec{B}_c$  связана с его напряженностью  $\vec{H}_c$  формулой

$$\vec{B}_c = \mu\mu_0 \vec{H}_c. \quad (6.49)$$

Для выяснения связи между величинами  $\vec{H}_c$  и  $\vec{I}$  заметим, что совокупность «элементарных» токов в некотором сечении  $S$  образца магнетика, форму которого выберем в виде круглого цилиндра, эквивалентна некоторому «поверхностному току»  $I$ , обтекающему образец, поскольку внутри магнетика прилегающие отрезки элементарных токов создают взаимно компенсирующиеся магнитные поля (рис. 6.9). В объеме образца  $V=IS$  суммарный магнитный момент равен  $\Sigma \vec{P}_{ma} = VJ = LSJ$ . С другой стороны, по

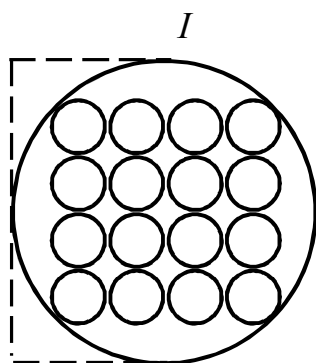


Рисунок 6.9

определению магнитного момента, эта же величина равна  $\sum \vec{P}_{ma} = IS$ . Отсюда находим, что  $JLS = IS$  или  $J = I/L$ .

Напряженность поля, созданная в намагниченном цилиндре, подобном соленоиду с током  $I$ , определяется согласно формуле (6.35), как  $H_c = In/N = I/l$  (на один «виток» соленоида с полным числом витков  $N$ ). Таким образом, величина вектора намагниченности  $J$  поля  $\vec{H}_c$ , созданного элементарными токами

$$\vec{J} = \vec{H}_c. \quad (6.50)$$

В этом заключаются смысл введения величины  $J$ : индукция собственного магнитного поля намагниченного образца равна

$$\vec{B}_c = \mu_0 \mu \vec{H}_c = \mu_0 \mu \vec{J}. \quad (6.51)$$

Индукция внешнего магнитного поля  $\vec{B}_0$  с напряженностью  $\vec{H}_0$  в вакууме определяется аналогичной формулой

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \mu \vec{H}_0, \mu = 1. \quad (6.52)$$

Теперь можно представить индукцию «внутреннего» поля в магнетике  $\vec{B}$  как сумму вектора  $\vec{B}_0$  для внешнего и  $\vec{B}_c$  для «собственного» полей

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_c = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}). \quad (6.53)$$

Дальнейшим шагом является установление связи между величинами  $\vec{H}$  и  $\vec{J}$ . Обычно направление этих электронов в магнетике совпадает; такие магнетики называют «изотропными». Для некоторых монокристаллических магнетиков направления  $\vec{H}$  и  $\vec{J}$  заметно различаются («анизотропные» магнетики), однако, такие случаи в инженерной практике встречаются редко.

Опыт показывает, что в большинстве магнетиков при намагничивании в не очень сильном внешнем поле имеет место пропорциональность между  $\vec{H}$  и  $\vec{J}$

$$\vec{J} = \chi \vec{H}. \quad (6.54)$$

Величина  $\chi$  зависит от рода вещества и его состояния (в частности, от температуры) и называется «магнитной восприимчивостью» вещества. Она характеризует «отклик» вещества на внешнее поле, аналогично тому, как «поляризуемость» диэлектрика характеризует его «отклик» на внешнее электрическое поле (см. гл. 1). Для некоторых веществ величина  $\chi$  может зависеть и от напряженности внешнего поля  $\vec{H}$  (см. ниже).

Теперь можно представить формулу (6.53) в виде

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}. \quad (6.55)$$

Величина

$$(1 + \chi) = \mu \quad (6.56)$$

называется «относительной магнитной проницаемостью» вещества и, как и величина  $\chi$  характеризует его способность намагничиваться во внешнем поле.



Между внешним полем ( $\vec{H}$ ) и «внутренним» полем в веществе ( $\vec{B}$ ) существует связь вида

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} = \mu\vec{B}_0. \quad (6.57)$$

Тем самым устанавливается физический смысл величины, введенной формально в начале этой главы.

Еще раз обратим внимание на аналогию между формулами для электростатического и магнитного полей

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad \vec{H} = \vec{B}/\mu\mu_0. \quad (6.58)$$

Аналогами являются «электрическое смещение»  $\vec{D}$  и магнитная напряженность  $\vec{H}$ , а также «электрическая напряженность»  $\vec{E}$  и «магнитная индукция»  $\vec{B}$ , но не «напряженности»  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Указанные термины сложились в силу некоторых исторических причин и не соответствуют реальному смыслу величин, поскольку электрическое поле в веществе ослабевает, а магнитное поле, как правило, усиливается.

Рассмотрим теперь классификацию веществ магнетиков по их магнитным свойствам. Большинство веществ намагничивается слабо, и магнитная восприимчивость очень мала, а магнитная проницаемость мало отличается от 1. Если  $\chi > 0$ ,  $\mu > 1$ , то вещество называется «парамагнетиком»: к ним относятся твердые, жидкие и газообразные вещества, например, алюминий ( $\chi \approx 0,6 \cdot 10^{-6}$ ), платина ( $\chi \approx 1,1 \cdot 10^{-6}$ ), раствор хлорного железа ( $\chi \approx 1 \cdot 10^{-6}$ ), кислород ( $\chi \approx 10^{-7}$ ) и другие вещества. Внутреннее магнитное поле в парамагнетике мало отличается от внешнего «намагничивающего» поля; «собственное» поле является очень слабым и совпадает по направлению с внешним полем. Установить парамагнитный характер магнетика можно сравнительно простым способом – поднести образец вещества к постоянному магниту.

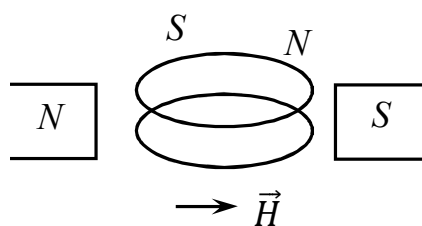


Рисунок 6.10

Как видно из рисунка 6.10, ввиду совпадения направлений векторов  $\vec{B}_c$  и  $\vec{H}$ , «северный» полюс намагниченного парамагнетика будет обращен к «южному» полюсу магнита, и наоборот. Согласно законам взаимодействия магнитов, парамагнитный образец втягивается во внешнее поле.

Вещества с  $\chi < 0$ ,  $\mu < 1$  называются «диамагнетиками», в них собственное магнитное поле направлено навстречу внешнему намагничивающему полю и, как и в случае парамагнетиков, является очень слабым.

К таким веществам относятся некоторые газы, например, азот ( $\chi \approx -5 \cdot 10^{-10}$ ), и углекислый газ ( $\chi \approx -4 \cdot 10^{-7}$ ), жидкости, в частности, вода ( $\chi \approx -7 \cdot 10^{-7}$ ), и твердые материалы – серебро ( $\chi \approx -2 \cdot 10^{-7}$ ), висмут ( $\chi \approx -1,4 \cdot 10^{-6}$ ), и другие. Диамагнетизм можно установить, внеся образец в постоянный магнит, согласно схеме (рис. 6.11) – на торце диамагнетика, обращенном к северному

полюсу магнита, возникает также «северный» полюс (аналогичная картина – на южной стороне), поэтому диамагнетик выталкивается из магнитного поля. Такую картину можно наблюдать, например, внеся пламя свечи в магнит; пламя отклоняется от магнитного промежутка, поскольку газы, образующиеся при горении (например, углекислота), диамагнитны.

Особый класс диамагнетиков образуют вещества в сверхпроводящем состоянии. Как уже упоминалось выше, при охлаждении сверхпроводника ниже критической температуры (фазового перехода), внешнее

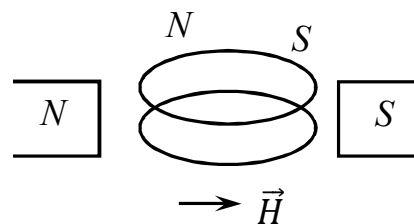


Рисунок 6.11

магнитное поле вытесняется из него и внутри сверхпроводника равно нулю. Это объясняется тем, что ток в сверхпроводнике течет лишь в приповерхностном слое небольшой толщины (порядка  $10^{-6}$  см); поверхностные токи создают собственное магнитное поле, полностью компенсирующее приложенное внешнее поле. (Обратим внимание на глубокую аналогию с поведением веществ в электростатическом поле: при помещении во внешнее поле поверхностные поляризационные заряды частично компенсируют внешнее поле, а в случае проводника – полностью «уничтожают» его, так что поле внутри проводника отсутствует).

Если напряженность внешнего поля превышает определенное «критическое» значение, то сверхпроводимость разрушается, а сверхпроводник становится «нормальным» магнетиком, в котором магнитное поле существует во всем объеме. Все эти факты объясняются уже упоминавшейся квантово-механической теорией сверхпроводимости.

Свойства пара- и диамагнетиков, как слабо намагничивающихся веществ, естественно, не находят широкого применения в технике. Практическое значение имеют «ферромагнетики», которые намагничиваются очень сильно. Собственное поле в ферромагнетике направлено в ту же сторону, что и внешнее магнитное поле и может превышать его по величине в миллион раз. Таким образом, для ферромагнетиков не только  $\chi > 0$ , но  $\chi \gg 1$ ,  $\mu \approx \chi$ .

К таким веществам из чистых металлов относятся, прежде всего, железо, кобальт и никель, кроме того, ферромагнитными свойствами обладают многочисленные сплавы на основе этих элементов, а также ряд сплавов неферромагнитных элементов.

Из чистых элементов к ферромагнетикам относятся еще немногие вещества (*Gd* (точка Кюри – 289 К), *Tb* (точка Кюри – 221 К), *Dy* (точка Кюри – 85 К), *Ho* (точка Кюри – 20 К), *Er* (точка Кюри – 19,0 К)); заметим, что все они имеют

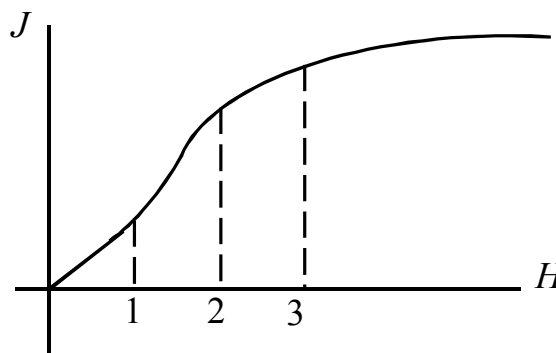


Рисунок 6.12

гексагональную плотно упакованную структуру.

Ферромагнетики обладают рядом специфических свойств, отличающих их от «слабых» магнетиков. Одним из них является нелинейность зависимости величины вектора намагниченности  $\vec{J}$  от напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ , обуславливающая также и нелинейность зависимости  $\vec{B}(\vec{H})$ . Кривая  $J(H)$  называется «технической кривой намагничивания» ферромагнетика или «кривой Столетова». Ее характерный вид представлен на рисунке 6.12. При малых напряженностях внешнего поля намагничивание является слабым – участок 1, затем намагничивание начинает быстро возрастать – участок 2, – а затем выходит на «насыщение» – участок 3, при котором достигается некоторое предельное значение  $I_S$ . Такому характеру кривой  $J(H)$  соответствует сложный характер зависимостей  $B(H)$  и  $\chi = 1/H$  (рис. 6.13 и 6.14 соответственно).

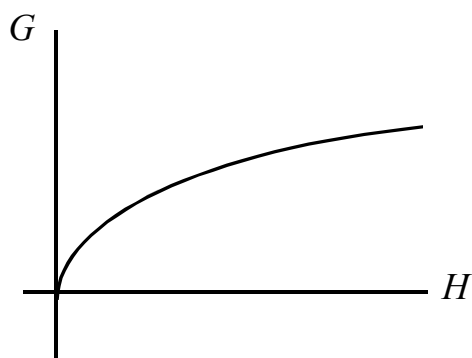


Рисунок 6.13

Заметим, что как уже упоминалось выше, величины  $\chi$  и  $\mu$  в системе СИ для ферромагнетиков практически совпадают. Величина  $\chi$  вначале быстро возрастает от некоторого начального значения  $\chi_0$  достигает максимума (например, для железа «армко» – порядка 20 000), а затем асимптотически спадает до значения, близкого к 1 (эту кривую часто также называют «кривой Столетова»).

Зависимость  $\chi(H)$  указывает область

рационального использования ферромагнетика в технике. Применение ферромагнетика по существу позволяет «бесплатно» усилить магнитное поле, созданное, например, катушкой с током, в десятки и сотни тысяч раз путем ферромагнитного «сердечника» в области магнитного поля. Естественно, что ферромагнетик следует использовать в том интервале напряженностей, где этот выигрыш максимален, т. е. в области  $\chi \gg 1$ . В области «магнитного насыщения» величина  $\chi$  быстро падает с ростом  $H$ , и применение ферромагнетика с целью усиления поля становится неэффективным. Поэтому были разработаны методы создания очень сильных полей (с напряженностью порядка миллиона А/м и более) с помощью только катушек с током, без сердечников.

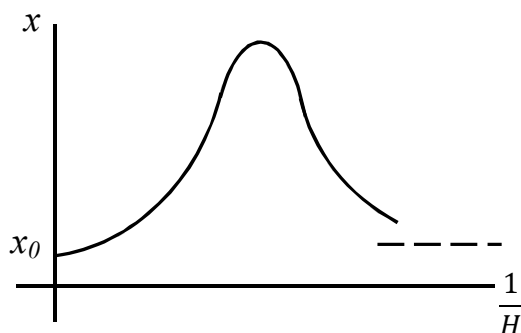


Рисунок 6.14

Следующим важнейшим свойством ферромагнетиков является «магнитный гистерезис». При первом намагничивании материала во внешнем поле  $M$  индукция возрастает по кривой 1. Если же после достижения некоторой точки  $H_I$  уменьшать напряженность поля, то зависимость  $B(H)$  будет соответствовать

кривой 2, и при  $H = 0$  в ферромагнетике сохраняется магнитное поле с «остаточной» индукцией  $B$ .

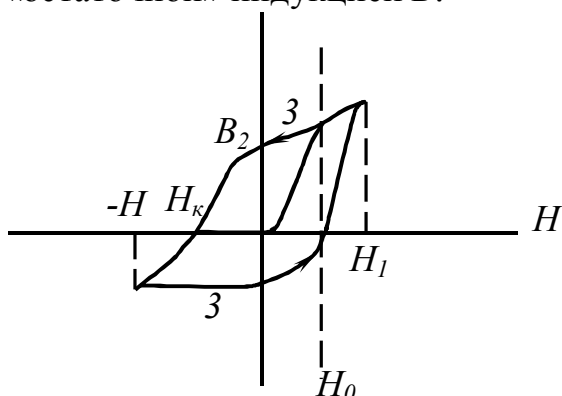


Рисунок 6.15

Для устранения остаточного намагничивания приходится создать «встречное» магнитное поле с некоторой напряженностью  $H_k$ , которая получила несколько неудачное название «коэрцитивной» (т. е. «сдерживающей») силы.

При повторном намагничивании зависимость  $B(H)$  следует кривой 3. Если довести напряженность внешнего поля до  $H_1$ , то при дальнейших циклах

намагничивания-размагничивания зависимость  $B(H)$  представляется замкнутой кривой – «петлей гистерезиса». Само явление «отставания» индукции поля в ферромагнетике  $B$  от изменения напряженности внешнего поля называется магнитным гистерезисом. Физическая сущность магнитного гистерезиса заключается в том, что при заданной величине внешнего поля ( $H_0$  на рисунке 6.15) магнитная индукция  $B$  зависит от «магнитной истории» образца ферромагнетика и может принимать различные значения в зависимости от того, какой именно процесс намагничивания (или размагничивания) имеет место, и подвергался ли материал намагничиванию ранее. Это обстоятельство лежит в основе известного технического приема размагничивания ферромагнетиков (например, стального механизма часов, случайно подвергшегося намагничиванию): образец

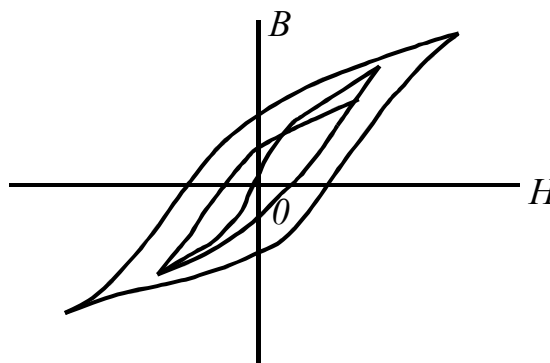


Рисунок 6.16

помещают во внешнее поле, созданное переменным током, и постепенно снижают силу тока. При этом изменение индукции поля в веществе  $B$  будет происходить так, как показано на рисунке 6.16, и последовательные петли гистерезиса будут постепенно стягиваться к точке  $O$ .

Вид петель гистерезиса для разных ферромагнетиков существенно различается, например, для мягкого железа петля гистерезиса является очень узкой (кривая 1 на рисунке 6.17). Такие материалы называются «магнитно-мягкими» и легко перемагничиваются в поперечном внешнем поле. Такие материалы обычно используют для изготовления сердечников трансформаторов. Например, для закаленной стали петля гистерезиса является весьма широкой; это означает, что материал устойчиво сохраняет приобретенную намагниченность. Подобные материалы называются «магнитно-жесткими» и применяются преимущественно для изготовления постоянных магнитов.

Подробно технические ферромагнитные материалы будут рассмотрены ниже в п. 6.3.

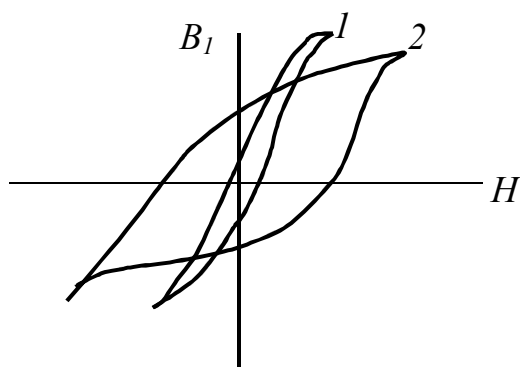


Рисунок 6.17

Следующим практически важным свойством ферромагнетиков является наличие точки «Кюри» – температуры, при которой ферромагнетик теряет свои специфические свойства и превращается в «обычный» парамагнетик (при приближении к точке Кюри  $T_k$  магнитная восприимчивость материала падает, гистерезис становится менее выраженным, и намагниченность насыщения  $I_s$  уменьшается).

Для железа  $T_k = 770^\circ\text{C}$ , для никеля –  $360^\circ\text{C}$ , кобальта –  $1150^\circ\text{C}$ , 30 % – пермаллоя (сплав 70 %  $Fe$ , 30%  $Ni$ ) –  $70^\circ\text{C}$ , для 78 % – пермаллоя (22 %  $Fe$ , 78 %  $Ni$ ) –  $550^\circ\text{C}$  и т. д. Это обстоятельство необходимо учитывать на практике; например, перегрев сердечника электромагнита выше точки Кюри может вызвать «внезапный» его отказ и тем самым – серьезную аварию на производстве.

Еще одним характерным свойством ряда ферромагнетиков является анизотропия магнитных свойств, присущая монокристаллическим материалам. Кривая намагничивания  $I(H)$  для этих материалов имеет различный вид для разных ориентаций намагничивающего поля относительно элементарной ячейки кристалла. Это имеет место, в частности, для монокристалла железа, элементарная ячейка которого представляет собой объемно-центрированный куб («о.ц.к.»-металла). В направлении ребра куба (в кристаллографических обозначениях –  $[100]$ ) намагниченность при заданной величине  $H$  оказывается наибольшей; это – «направление легкого намагничивания». Напротив, при ориентации вектора  $H$  вдоль пространственной диагонали куба  $[111]$  намагниченность является наименьшей – «направление трудного намагничивания». Для монокристалла никеля картина является обратной. В поликристаллических ферромагнетиках ввиду беспорядочной ориентации отдельных монокристаллов – «зерен» – магнитная анизотропия не проявляется.

Существование магнитного гистерезиса приводит к тому, что при совершении цикла «намагничивание-размагничивание» совершается определенная работа, которая, в конечном счете, превращается в тепло («рассматривается» в магнетике). Расчет на основе закона сохранения тепловой энергии с использованием закона электромагнитной индукции (см. гл. 7) показывает, что элементарная работа по увеличению индукции магнитного поля  $dB$  в единице объема ферромагнетика определяется формулой

$$dA = HdB. \quad (6.59)$$

Эта работа расходуется на увеличение энергии магнитного поля в материале. Если бы гистерезис отсутствовал, то работа, затраченная при намагничивании материала, при размагничивании была бы отдана обратно в

цепь источника внешнего поля (за счет «экстратока самоиндукции», см. ниже, гл. 7). При наличии гистерезиса при обходе «петли», показанной на рис. 6.15, в единице объема ферромагнетика за каждый цикл перемагничивания рассеивается энергия

$$A = \oint H dB = S_m, \quad (6.60)$$

где  $S_m$  – численно равна площади фигуры, «обрисованной» петлей гистерезиса. Это приводит к постепенному нагреву магнетика при повторении этих циклов. Это необходимо учитывать при инженерных расчетах различных электротехнических устройств, содержащих ферромагнитные сердечники, и работающие на переменном токе (трансформаторы, динамо-машины и т. п.). Работа перемагничивания характеризует потери энергии, снижающие КПД электрических машин, поэтому используются специальные магнитные материалы с малым гистерезисом – см. ниже.

Полное объяснение физической природы пара-, диа- и ферромагнетизма дает современная квантовая теория твердого тела. Эта теория очень сложна, и здесь мы рассмотрим лишь некоторые наглядные представления о процессах намагничивания веществ.

Парамагнетиками являются вещества, атомы которых обладают постоянным магнитным моментом  $\vec{P}_m$  (особым случаем являются металлы, см. ниже). При отсутствии внешнего поля в результате теплового движения атомов их магнитные моменты ориентированы беспорядочно и материал в целом не намагничен. Если же наложить внешнее поле  $\vec{H}$ , то вследствие взаимодействия магнитного поля с магнитными моментами атомов возникает преимущественная ориентация последних в соответствии с направлением внешнего поля, причем результирующий вектор намагниченности  $\vec{I}$  направлен параллельно вектору  $\vec{H}$ , что характерно для парамагнетика. Ясно, что степень ориентации магнитных моментов атомов возрастает с усилением внешнего поля и с понижением температуры вещества, поскольку тепловое движение стремится разрушить ориентацию магнитных моментов. Теория показывает, что магнитный момент единицы объема парамагнетика, т. е. величина намагниченности  $I$  определяется приближенной формулой

$$I = \frac{n_0 P_m^2 H}{3kT}, \quad (6.61)$$

где  $n_0$  – число атомов в единице объема. Отсюда следует, что парамагнитная восприимчивость равна

$$\chi_P = \frac{n_0 P_m^2}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (6.62)$$

где  $C$  – константа, называемая «постоянной Кюри». Такая зависимость  $\chi_P(T)$  называется «законом Кюри» и наблюдается на опыте для многих парамагнетиков.

Для парамагнетика, образовавшегося в результате «размагничивания» ферромагнетика выше точки Кюри, выполняется «закон Кюри – Вейсса».

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}, \quad (6.63)$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость,  $C$  – постоянная Кюри, зависящая от вещества,  $T$  – абсолютная температура в кельвинах,  $T_c$  – температура Кюри, К.

Парамагнитная восприимчивость металлов ( $Li$ ,  $Na$ ,  $K$  и др.) не зависит от температуры; их магнитные свойства определяются наличием собственного механического («спина») и собственного магнитного момента, поскольку электроны в металлах «свободны», и орбитальный магнитный момент у них отсутствует. Теория парамагнетизма металлов является существенно квантово-механической, имеет сложный характер.

К диамагнетикам относятся вещества, атомы которых не имеют моментов – орбитальные и спиновые моменты отдельных электронов атома в сумме дают нуль. Намагничивание этих веществ обусловлено особым явлением «ларморовой прецессией» электрона на орбите во внешнем магнитном поле. Нормаль к плоскости орбиты, вдоль которой направлен магнитный момент орбитального электрона, описывает конус вокруг направления внешнего поля  $\vec{H}$ , причем угловая частота этого вращения («прецессии») определяется формулой

$$\omega = R/2m\mu_0\vec{H}. \quad (6.64)$$

При этом индуцируется дополнительный магнитный момент, направленный противоположно внешнему полю ввиду отрицательного знака электрона. Все атомные электроны в совокупности образуют вектор намагниченности  $\vec{J}$  (суммарный магнитный момент единицы объема), направленный навстречу вектору  $\vec{H}$ , так что диамагнитная восприимчивость  $\chi_d < 0$ . В металлах действие магнитного поля на свободные электроны также вызывает диамагнетизм, однако соответствующая величина  $\chi_d$  в 3 раза меньше, чем парамагнитная восприимчивость металла  $\chi_p$ , по этой причине «суммарный магнетизм» металлов обычно является парамагнетизмом.

Специфические свойства ферромагнетиков объясняются существованием в них «макроскопических» областей – «ферромагнитных доменов» – намагниченных до насыщения даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Наличие этих областей «спонтанного» (самопроизвольного) намагничивания было подтверждено экспериментальным путем; соответствующие экспериментальные методы (например, метод «порошковых фигур») описаны в специальной литературе. Физическая природа спонтанного намагничивания заключается в действии специфических «обменных сил» между атомами, описываемых квантовой теорией. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы беспорядочно, и вещество, в целом, оказывается ненамагниченным (рис. 6.18, а). При наложении магнитного поля вначале возникает «обратимое смещение» границ доменов: домены с энергетически более выгодной ориентацией магнитных моментов растут за счет «невыгодных» доменов (рис. 6.18, б), при снятии слабого

внешнего поля восстанавливается первоначальная картина. Смещение границ приводит к тому, что магнитные моменты всех доменов уже не дают в сумме нуль, и вещество намагничивается.

Такой механизм действует на участке 1 кривой Столетова (см. рисунок 6.12). В более сильном внешнем поле смещение границ становится необратимым – после снятия поля первоначальное положение границ не восстанавливается, что имеет место на участке 2 кривой  $I(H)$ .

В достаточно сильном поле «энергетически невыгодные» домены исчезают (рис. 6.18, в).

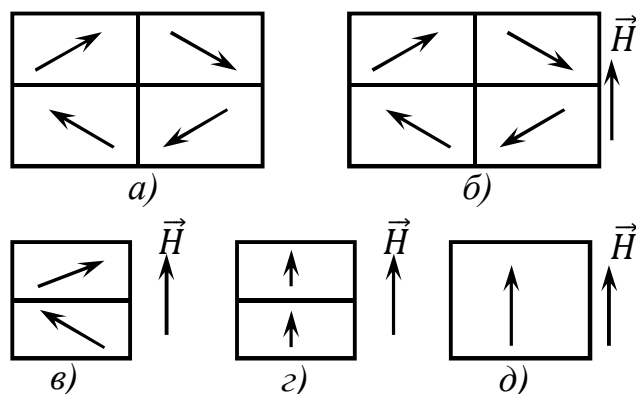


Рис. 6.18

При дальнейшем возрастании поля начинается «поворот» магнитных доменов в сторону вектора  $\vec{H}$  (рис. 6.18. г); этот механизм действует на участке 3 кривой намагничивания.

Наконец, в достаточно сильном поле все домены приобретают ориентацию вдоль внешнего поля (рис. 6.18, д); дальнейшее увеличение поля уже

не может повлиять на состояние магнетика, и достигается «магнитное насыщение». Огромная величина «собственного» магнитного поля в ферромагнетике по сравнению с вызвавшим его внешним полем объясняется «макроскопическими» размерами доменов (до нескольких десятых мм), которые содержат очень большое число атомов, магнитные моменты которых в совокупности образуют полный момент домена. Необратимый характер описанных процессов (за исключением слабых полей) обуславливает «отставание» ориентации доменов от изменений внешнего поля, что является причиной возникновения «магнитного гистерезиса».

При повышении температуры тепловое движение препятствует ориентации доменов по внешнему полю и магнитная восприимчивость ферромагнетика снижается. При достижении точки Кюри спонтанная намагниченность доменов разрушается и ферромагнитные свойства вещества исчезают.

Наряду с ферромагнетиками существуют «антиферромагнитные» вещества, в которых магнитные моменты электронов (и механические моменты – «спины») ориентированы «антипараллельно», так что их магнитные поля взаимно уничтожаются. Поэтому при низких температурах вещество состоит из областей «спонтанной ненамагниченности», и его магнитная восприимчивость оказывается ничтожно малой. При повышении температуры выше «антиферромагнитной» точки Кюри ориентация магнитных моментов разрушается и вещество превращается в парамагнетик с заметной магнитной восприимчивостью. При дальнейшем повышении температуры величина  $\chi$



спадает согласно закону (6.63), таким образом, при  $T = T_k$  магнитная восприимчивость антиферромагнетика максимальна.

Самопроизвольная ориентация магнитных моментов («спонтанное намагничивание») вызывает деформацию магнетика. Например, ферромагнитный шар при охлаждении ниже точки Кюри деформируется и принимает форму эллипса. При намагничивании ферромагнетика во внешнем поле форма и размеры доменов изменяются, что также вызывает деформацию образца; это явление называется «магнитострикцией». В полях с напряженностью порядка 10 А/м относительные деформации имеют порядок  $10^{-5}$ – $10^{-6}$ , т. е. эффект магнитострикции является малым. Тем не менее, магнитострикция нашла техническое применение, в частности, для создания ультразвуковых излучателей и т. п. устройств, аналогично рассмотренному в гл. 1 обратному пьезоэлектрическому эффекту.

Теперь рассмотрим некоторые ферромагнитные материалы, наиболее распространенные в современной технике, и основные области их применения.

### 6.3 Магнитные материалы в технике

Как указывалось выше, в качестве «магнитных материалов» в технике применяются ферромагнитные вещества, отличающиеся сильным намагничиванием во внешнем поле. По виду петли гистерезиса различают магнитно-мягкие и магнитно-жесткие или «магнитно-твердые» материалы; кроме того, выделяют специальные группы веществ – термомагнитные, магнитострикционные, ферритные и другие материалы. В настоящее время используется огромное количество ферромагнитных сплавов, разработанных с целью удовлетворения многообразных технических требований.

Магнитно-мягкие материалы отличаются «узкой» петлей гистерезиса; их намагничивание (до насыщения) и перемагничивание осуществляется в сравнительно слабых магнитных полях – до 1000 А/м. Относительная магнитная проницаемость этих веществ достигает  $10^6$ , коэрцитивная сила не превышает 10 А/м. Работа перемагничивания за 1 цикл гистерезиса мала и не превышает  $10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Основными механизмами намагничивания являются смещение границ доменов и поворот магнитных моментов доменов. Смещению границ доменов препятствует наличие в веществе различного рода дефектов – примесей (углерода, азота, кислорода), дислокацией и т. п. Поэтому изготовление магнитно-мягких материалов связано с необходимостью применения специальной технологии, обеспечивающей малодефектную структуру. К числу таких методов относится термомагнитная обработка – термическая обработка при температуре ниже точки Кюри во внешнем магнитном поле; для магнитно-мягких материалов это приводит к резкому увеличению максимальной магнитной проницаемости и уменьшению коэрцитивной силы. К последним относятся, прежде всего, «пермаллои» железоникелевые сплавы, содержащие от 36 до 85 % *Ni* остальное – *Fe* и легирующие элементы *Mo*, *Cu*, *Cr* и др. Для них характер значения  $H_c$  до 8 А/м

и  $\mu_{max}$  до  $10^6$ . Особенно широкое распространение получил молибденовый пермаллой – 79 НМ (79% Ni; 4% Mo, 0,2% Mn, остальное Fe), с  $H_c = 2-4$  А/м и  $\mu_{max} \approx 10^5$ . Наибольшей магнитной проницаемостью обладает супермаллой 80 НМ (80 % Ni, 5 % Mo, остальное Fe)  $\mu \approx 10^6$  и  $H_c \approx 0,4$  А/м. Пермаллои применяются в слаботочных трансформаторах и катушках индуктивности в технике связи и автоматике, в трансформаторах тока для работы на промышленной частоте и т. д. К этой же группе магнитно-мягких материалов относится Fe–Co – сплавы, например, пермендюр 49 КФ – ВИ (49 % Co, 2 % V, остальное – Fe) с  $\mu = 50\,000$  и индукцией насыщения  $B_s$  до 2,4 Тл (24 кГс). Для них характерны наиболее высокие точки Кюри – до 1000 °С. Железо-кобальт-никелевые сплавы – первинвары – отличаются постоянством магнитной проницаемости: ( $B = 0,8$  Тл) в пределах 15 %; они используются для работ на повышенных частотах (до 0,1 МГц). Например, перминвар прямоугольный 40 НКМП (40 % Ni, 25 % Co, 4 % Mo, остальное Fe) имеет  $\mu_{max}$  до 60 000 и  $H_c = 1,6$  А/м ( $B_s = 1,4$  Тл). Железоникелевые сплавы 50Н и 50НМ (50 % Ni, 50 % Fe) имеют  $\mu_{max}$  до  $10^5$  при  $H_c = 8$  А/м. К магнитно-мягким материалам для техники слабых токов относится также технически чистое железо («армко») с количеством примесей до 0,2 %. Оно применяется для изготовления магнитопроводов электромагнитных устройств постоянного тока (электромагниты, детали реле, полюсные наконечники и т. д.). Вторую большую группу магнитно-мягких материалов образуют листовые электротехнические стали – сплавы на основе железа, легированные кремнием (0,3–6 %) с содержанием марганца 0,3 %. Для них характерно сравнительно высокое значение удельного электросопротивления, что выгодно для техники высоких частот. Эти материалы применяются для изготовления роторов и статоров электрических машин, магнитопроводов, телефонных мембран, деталей реле и т. п. Широкое техническое применение нашли «текстурированные» электротехнические стали, характеризующиеся повышенными магнитными свойствами в направлении проката. Типичным представителем является гайперсил («гиперсил») – железо-кремневый сплав (до 3 % Si); он применяется для изготовления сердечников трансформаторов, дросселей, реле и т. д. При конструировании магнитопроводов из этого сплава необходимо обеспечивать прохождение магнитных силовых линий вдоль направления прокатки листов (направления «легкого намагничивания»). Горячекатаные электротехнические стали обладают изотропией магнитных свойств. Материал Э44 (96 % Fe, 4 % Si) имеет магнитную проницаемость до  $10^3$  и  $H_c$  до 40 А/м; Э330 (3,5 % Si, остальное Fe)  $\mu = 30\,000$  и  $H_c$  до 16 А/м. Вместо обычных железокремниевых сплавов в качестве материала для магнитопроводов применяются железокобальтовые сплавы типа гайперко («гиперко») (35 % Co, 0,5 % Cr не более 0,005 % C, остальное Fe) с повышенными значениями индукции насыщения. Использование этих материалов позволяет уменьшить вес изделий (например, вес электромашин может быть снижен на 15 %). Магнитно-мягкие сплавы изготавливают выплавкой в металлургических печах, с последующей ковкой или прокаткой получаемых

слитков. Листовые электротехнические стали получают путем холодной или горячей прокатки, как уже упоминалось выше, причем все холоднокатаные материалы подвергают специальной термообработке с целью придания улучшенных магнитных свойств – выдержке при 1100–1200 °С в вакууме или атмосфере водорода. Относительно технологии изготовления специальных магнитно-мягких материалов см. ниже.

Для магнитно-жестких (или магнитно-твердых) материалов характерна широкая петля гистерезиса, т. е. намагничивание в сильных магнитных полях с напряженностью в десятки тысяч А/м, высокие значения остаточной индукции  $B_r$  и коэрцитивной силы  $H_c$ , а также большая работа перемагничивания (за цикл гистерезиса). Ввиду больших значений  $B_r$  и  $H_c$  после снятия внешнего поля эти материалы остаются намагниченными, т. е. превращаются в «постоянные магниты». Большая коэрцитивная сила магнитно-железных материалов обусловлена задержкой обратного смещения границ ферромагнитных доменов из-за наличия сильных искажений решетки или посторонних примесей в материале. Среди этих материалов различают литые и порошковые («недеформируемые») материалы (алнико, магнико и др.), деформируемые сплавы (комолы, викаллои и т. п.) и специальные материалы – ферриты (см. ниже), эти материалы используются, в частности, для изготовления постоянных магнитов для измерительных приборов (амперметров и вольтметров постоянного тока), специальных электродвигателей различных типов и т. д. Литые и порошковые материалы отличаются большой твердостью и обрабатываются абразивным инструментом или электроискровым методом. Обычно изделия из таких материалов изготавливаются способом фасонного литья или металлокерамическим способом. В отличие от них комолы (сплавы  $Fe-Co-Mo$ ) и викаллои ( $Fe-Co-V$ ) более пластичны и значительно лучше поддаются обработке традиционными методами. Однако они приобретают высокие магнитные свойства лишь при очень сильном отжати (до 96 %), поэтому магниты из них обычно изготавливают в виде тонких проволок (диаметром менее 3 мм) или тонких (менее 1,5 мм) листов. В качестве примеров сплавов с большим значением  $H_c$  (высококоэрцитивных сплавов) можно назвать ални (25 %  $Ni$ , 12 %  $Al$ , 4 %  $Cu$ , остальное  $Fe$ ) с  $H_c = 40\,000$  А/м, алниси (33 %  $Ni$ , 13,5 %  $Al$ , 1 %  $Si$ , остальное  $Fe$ ) с  $H_c = 65\,000$  А/м, алнико (5–12 %  $Co$ , 17–28 %  $Ni$ , 10–12 %  $Al$ , остальное  $Fe$ ) с  $H_c$  до 60 000 А/м, магнико (или «алнико -5») (14 %  $Ni$ , 8 %  $Al$ , 24 %  $Co$ , 3 %  $Cu$ , остальное  $Fe$ ) с  $H_c = 50\,000$  А/м, колумакс (24 %  $Co$ , 13 %  $Ni$ , 3 %  $Cu$ , 0,7 %  $Ti$ , остальное  $Fe$ ) с  $H_c = 60\,000$  А/м, кунифе (60 %  $Cu$ , 20 %  $Ni$ , 20 %  $Fe$ ) с  $H_c = 40\,000$  А/м, викаллой (52 %  $Co$ , 13 %  $V$ , остальное  $Fe$ ) с  $H_c = 40\,000$  А/м. Особенно высокими значениями  $H_c$  обладают платиновые сплавы: платинакс (76 %  $Pt$ , 24 %  $Co$ ) с  $H_c = 320\,000$  А/м, платина-железо (78 %  $Pt$ , 22 %  $Fe$ ) с  $H_c = 130\,000$  А/м. Весьма высокими значениями  $H_c$  обладают магнитно-железные ферриты (см. ниже).

Рассмотрим теперь некоторые специальные типы магнитных материалов. Магнитострикционные материалы проявляют заметное изменение формы и

размеров при намагничивании. Величина магнитострикции не зависит от направления намагничивающего тока и обычно имеет отрицательный знак (сжатие тела при намагничивании). Обычно, для некоторых веществ знак эффекта зависит от напряженности поля. Например, для железа в слабом поле продольная (по направлению поля) магнитострикция положительна, в сильном – отрицательна. Большинство сплавов *Fe-Ni*, *Fe-Ni* и др. имеют положительный знак продольной магнитострикции ( $\Delta L/L \approx 10^{-7} - 10^{-4}$ ). К магнитострикционным материалам относятся также чистый никель, сплавы *Co-Ni* (18 % *Co*, 82 % *Ni*), пермендюр (49 % *Co*, 2 % *V*, остальное *Fe*), алфер (14 % *Al*, 86 % *Fe*), многие ферриты (*CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>*, *Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>*) и др. Наиболее высокими значениями магнитострикции обладают сплавы *Fe-Pt*, *Fe-Pd* и другие сплавы железа, а также редкоземельные элементы и их сплавы, у которых «относительное удлинение» достигает  $10^{-3} - 10^{-2}$ ; примерно такого же порядка величина магнитострикции была найдена для урановых соединений.

Магнитострикционные материалы нашли широкое применение в технике; они используются в магнитострикционных преобразователях и реле, излучателях и приемниках ультразвука, различных радиотехнических устройствах (линиях задержки, фильтрах, стабилизаторах и др.). В частности, магнитострикционные преобразователи представляют собой электростатические приборы, в которых энергия магнитного поля преобразуется в энергию механических (акустических) колебаний. Преобразователь состоит из магнитострикционного сердечника с величиной эффекта  $10^{-4} - 10^{-3}$  и обмотки. В качестве материала для сердечника обычно служит никель, феррит или специальный сплав. При работах на частоте до 100 кГц используется сильно намагничивающиеся металлические материалы с высокими механическими (прочностными) показателями.

Некоторые сплавы, в том числе указанные выше пермаллой, а также кальмаллой – сплавы на основе *Ni* с 30 % меди и др., выделяются в особую группу ферромагнитных материалов. Они отличаются резко выраженной температурной зависимостью величины намагничивания при заданной напряженности намагничивающего поля в определенном интервале вблизи точки Кюри. Например, у упомянутого выше кальмаллоя намагниченность линейно зависит от температуры в интервале 20–80 °С, с температурным коэффициентом намагниченности  $0,8 \cdot 10^{-4}$  Тл/°С. К термомагнитным сплавам относят *Cu-Ni* (30–40 % *Cu*), *Fe-Ni* (30 % *Ni*), *Fe-Ni*, легированные *Cr* (30–38 % *Ni*, 14 % *Cr*) или алюминием (1,5 % *Al*). Медно-никелевые сплавы могут применяться в интервале температур от -50 °С до 80 °С, однако намагничиваются сравнительно слабо. Поэтому наибольшее распространение в технике получили легированные железоникелевые сплавы, имеющие хорошие магнитные свойства и температурный интервал использования от -60 °С до 170 °С. Термомагнитные сплавы обычно применяются в термокомпресорах и терморегуляторах магнитного потока, в различных электроизмерительных приборах (гальванометрах, энергосчетчиках, спидометрах и т. д.), а также в реле, момент срабатывания которых определяется заданной температурой.

Термокомпенсаторы служат для снижения погрешности измерительного прибора, связанной с температурными изменениями индукции постоянного магнита, электросопротивления измерительной обмотки и т. д. При этом терромагнитный материал играет роль шунта, отводящего определенную часть магнитного потока, благодаря уменьшению намагниченности с повышением температуры увеличивается магнитный поток в зазоре постоянного магнита.

В технике связи и приборостроении в качестве материалов для различных деталей аппаратуры (например, телефонной) применяются так называемые «магнитодиэлектрики», которые изготавливаются в виде смеси ферромагнитного порошка и диэлектрической «связки» (полистирола, бакелита и т. п.), представляющей единый конгломерат с высокой механической прочностью и большим удельным электрическим сопротивлением. Магнитно-мягкие магнитодиэлектрики используются в качестве материалов для сердечников катушек индуктивности, дросселей, фильтров и других устройств, работающих при частотах до 100 МГц. Они обычно вырабатываются на основе мелкозернистых порошков карбонатного железа, молибденового пермаллоя и других перечисленных выше сплавов. Магнитно-жесткие магнитодиэлектрики изготавливаются из порошков сплавов типа ални, алнико и других подобных сплавов; коэрцитивная сила и остаточная индукция этих материалов несколько ниже, чем для «массивных» материалов, однако они находят применение при изготовлении постоянных магнитов, герметизаторов для разъемов и т. п.

В особую группу магнитных материалов выделяются ферриты, обладающие уникальными физическими свойствами – сочетанием ферромагнетизма и полупроводниковых свойств – и потому нашедшие весьма широкое применение в современной электро- и радиотехнике, особенно в высокочастотных приборах и устройствах. Ферриты используются как в качестве магнитно-мягких, так и магнитно-жестких материалов. Они по химическому составу представляют собой соединения окислов различных металлов с окисью железа  $Fe_2O_3$ , что можно выразить следующей химической формулой:  $(Me^{k+}O^{2-})_m(Fe_2^{3+}O_3^{2-})_n$ , где  $Me$  – металл,  $k$  – его валентность, а  $m$  и  $n$  – целые числа. Группа ферритов, для которых  $m = n = 1$ , т. е.  $MeO \cdot Fe_2O_3$  называется «феррошпинелями»; они имеют кристаллическую структуру шпинели ( $MgO \cdot Al_2O_3$ ). Элементарная ячейка такого кристалла является кубической; в вершинах куба находятся ионы железа, а внутри 32 иона  $O^{2-}$ , в промежутках между атомами находятся ионы металла и  $Fe^{3+}$ . Некоторые ферриты, в которых основным металлом является  $Y$ ,  $Gd$ ,  $Eu$  и другие, называются феррогранатами и обладают кристаллической структурой гранатов-силиконов с общей химической формулой  $R_3^{2+}R_2^{3+}(SiO_4)_3$ , где  $R^{2+} - Mg, Ca, Mn, Fe, V$ ;  $R^{3+} - Al, Fe, Cr, Ti$ . Лантангиды образуют такие группы ортоферритов (с орторомбической структурой)  $Me_2^{3+}O_3^{2-} \cdot Fe_2^{3+}O_3^{2-}$ . Барий, свинец и другие металлы образуют соединения типа гексаферритов (с гексагональной структурой)  $MeO(Fe_2O_3)_6$ , широко применяемых в качестве материалов для постоянных магнитов. Наконец, соединения типа  $(MeO)_2(FeO)(Fe_2O_3)_8$

называются ферроокспланами и также характеризуются гексогональной кристаллической структурой.

Ферриты синтезируют по стандартной технологии изготовления керамических материалов. Смесь исходных окислов металла и железа подвергается прессованию до получения изделия заданной конфигурации, а затем спекается при температурах от 900 до 1500 °С в различных средах – воздухе, вакууме, аргоне, азоте и других газовых атмосферах. Электрические и магнитные свойства ферритов существенно зависят от условий спекания и скорости охлаждения готового изделия. К магнитно-мягким материалам относятся смешанные ферриты (например, соединение цинкового и никелевого ферритов) и феррогранаты (особенно пригодные для применения при очень высоких частотах).

Никель-цинковый феррит состава  $(NiZn)O \cdot Fe_2O_3$  имеет индукцию насыщения  $B_r = 0,2-0,3$  Тл, относительную магнитную проницаемость до 500 при коэрцитивной силе до 120 А/м и удельное электрическое сопротивление  $10^3$  Ом·м. Марганец-цинковый феррит  $(MnZn)O \cdot Fe_2O_3$  имеет величину  $B_s$  до 0,4 Тл,  $\mu_a$  до 1000 и  $H_c$  до 50 А/м, при удельном сопротивлении 0,1 Ом·м. Применяются и другие магнитно-мягкие ферриты. К магнитно-жестким материалам относятся гексаферриты, кобальтовый феррит 2фК  $(CoO \cdot Fe_2O_3)$  и др. Они обычно используются для работы в СВЧ диапазоне. Кобальтовый феррит имеет остаточную индукцию 0,3 Тл и коэрцитивную силу  $1,4 \cdot 10^5$  А/м. Бариевый феррит Б4 (изотропный  $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ ) характеризуется значениями  $B_r \approx 0,2$  Тл и  $H_c \approx 1,4 \cdot 10^5$  А/м. Анизотропный материал 3БА имеет значения  $B_r \approx 0,4$  Тл и  $H_c \approx 1,6 \cdot 10^5$  А/м. Стронциевый феррит 3СА (анизотропный материал  $SrO \cdot 6Fe_2O_3$ ) характеризуется величинами  $B_r \approx 0,4$  Тл и  $H_c \approx 2,5 \cdot 10^5$  А/м. Бариевый и стронциевый ферриты относятся к гексаферритам, в то время как кобальтовый феррит имеет структуру шпинели. Эти ферромагнитные материалы также изготавливаются методами порошковой металлургии. По своим электрическим свойствам ферриты относятся к полупроводникам с проводимостью электронного типа; величина удельной проводимости для  $MgMn$ -ферритов и некоторых феррогранатов составляет порядка  $10^{-8}$  Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ , а у ферроферрита  $FeO \cdot Fe_2O_3$  (этот материал обычно называют «магнетиком»); он имеет структуру шпинели и является главной составной частью железных руд, удельная проводимость достигает  $2 \cdot 10^4$  Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ .

Электропроводность ферритов определяется главным образом переходом слабосвязанных электронов от  $Fe^{2+}$  к  $Fe^{3+}$ , что выражается схемой:  $Fe^{2+} - e \rightleftharpoons Fe^{3+}$ , при высоком содержании  $Fe^{3+}$  в феррите он обладает большими значениями электропроводности, относительной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) и тангенса угла диэлектрических потерь ( $tg\delta$ ). Величина  $\epsilon$  ферритов при низких частотах может превышать  $10^6$ ; в диапазоне СВЧ величина  $\epsilon$  спадает до 10-15. Величина  $\epsilon$  при заданной частоте электрического поля находится в прямой

взаимосвязи с величинами проводимости и удельного сопротивления  $\rho = 1/\delta$

феррита. Например, на частоте 1 кГц величина  $\varepsilon$  для ряда феррошпинелей спадает от  $10^6$  при  $\rho \approx 1$  Ом·м до  $10^2$  при  $\rho \approx 10^4$  Ом·м приблизительно по гиперболическому закону  $H\sigma\varepsilon = const$ , т. е.  $\varepsilon$  пропорциональна  $\sigma$ .

Это характерно для случая, когда диэлектрические потери определяются главным образом проводимостью материала, а  $tg\delta$  практически не изменяется ( $tg\delta = \sigma/\varepsilon_0\varepsilon\omega$ ).

Как уже указывалось выше ферриты нашли чрезвычайно широкое распространение в электро- и радиотехнике (часто их называют также металлокерамическими материалами) особенно на высоких частотах, поскольку, ввиду малой электропроводности ферритов, в нем малы потери из-за вихревых токов (см. ниже). При частоте до 1 МГц в качестве материала для сердечников трансформаторов, дросселей, магнитных антенн и других высокочастотных магнитопроводов обычно используют магнитно-мягкие феррошпинели, например  $MnZn$  – феррит с магнитной проницаемостью до 3000 и слабой зависимостью  $\mu$  от температуры. На частотах до нескольких десятков МГц применяется никель-цинковый феррит. При радиочастотах (до 100 МГц) применяются, кроме упомянутых материалов,  $LiZn$  – феррит и так называемые «полиферриты», содержащие окислы  $Ni$ ,  $Zn$ ,  $Co$ ,  $Rb$  и других металлов. При еще более высоких частотах используют феррооксиды с величиной  $\mu$  до 20.

Ферриты широко используются в антенно-волновой технике для целей управления электромагнитными СВЧ колебаниями. Соответствующие приборы (гиросы, распределители, переключатели и т. п.) основаны на явлении ферромагнитного резонанса – избирательного поглощения ферромагнетиком электромагнитной энергии при определенных «резонансных» частотах. В этих устройствах используется феррографиты, никель и никель-цинковые ферриты и др. В элементах вычислительной техники широко используются магнито-марганцевый феррит (часто вместе с  $Zn$  и  $Co$ ) с прямоугольной петлей гистерезиса и сравнительно малой коэрцитивной силой (500 А/м).

Для изготовления постоянных магнитов часто используется гексаферрит бария  $BaO(Fe_2O_3)_6$  с коэрцитивной силой более  $10^5$  А/м и остаточной индукцией до 0,3 Тл. Как уже упоминалось выше, бариевый феррит существует в двух модификациях – изотропной и анизотропной. Анизотропия материала достигается путем прессования исходной смеси окислов металлов в сильном внешнем магнитном поле; при этом полученный материал обладает улучшенными магнитными свойствами в «рабочем» направлении магнитного потока.

При чтении технической литературы следует иметь в виду, что некоторым типам ферритов за рубежом присвоены некоторые особые «фирменные» названия. Например, в Англии и Голландии магнитно-мягкие ферриты часто называют ферроксикубами, а магнитно-жесткие феррооксидурми. Во Франции  $MnZn$  и  $NiZn$ -ферриты называют соответственно,

фермалитом и фернилитом, и т. д. В странах СНГ для некоторых магнитно-мягких ферритов ранее использовалось название «оксиферы» и т. д. Ферриты и упомянутые выше магнитодиэлектрики часто объединяют общим названием «ферродиэлектрики». По своим специфическим магнитным свойствам ферриты обычно относят к более широкому классу магнитных материалов – ферромагнетиков, к которым принадлежат также манданты, хромиты, сульфиды, селениды и другие химические соединения, один чистый редкоземельный металл – тербий и ряд металлических сплавов.

В настоящее время технология изготовления разнообразных магнитных материалов достигла высокого уровня развития, что позволяет целенаправленно синтезировать материалы с заданными магнитными и электрическими свойствами, для конкретных областей технического применения. В некоторых случаях необходимо создать целый комплекс требуемых физических свойств, например, тепловых, оптических и других, помимо указанных выше. Поэтому разработка новой технологии магнитных материалов и улучшение качества изготавливаемых материалов продолжают являться весьма актуальными задачами современной металлургии и материаловедения. Повышение качества магнитных сплавов достигается, в частности, использованием более чистых исходных шихтовых материалов совершенствования технологии производства. Для магнитно-жестких материалов типа электротехнических сталей важной задачей является уменьшение потерь энергии на перемагничивание, что достигается улучшением кристаллической и магнитной текстуры материалов. Применяются новые технологические методы плавки, термообработки материалов в защитных средах и т. д. Создание специальных магнитных свойств посредством формирования определенного вида петель гистерезиса и кривой намагничивания достигается путем целенаправленного воздействия на материалы внешних магнитных полей радиоактивного излучения, высоких температур, газовых сред и т. д. При изготовлении магнитных материалов для специальных областей применения магнитно-мягких материалов с большой индукцией и малой шириной магнитного резонанса (это явление уже упоминалось выше) определенные перспективы открывает использование редкоземельных металлов. Большое практическое значение имеет дальнейшее совершенствование методов контроля качества термической и химической обработки ферромагнитных материалов на различных стадиях их изготовления. Методом магнитоструктурного анализа, основанного на связи между основными физическими параметрами вещества и его структурой, например, на существовании магнитной анизотропии (см. выше), исследуются дефекты обработки, проявляющиеся в отступлении полученной структуры материала от заданной. Помимо исследования структуры ферромагнетиков, этот метод используется также для обнаружения ферромагнитных примесей в цветных металлах, горных породах и т. д. Метод магнитной дефектоскопии позволяет обнаружить дефекты, проявляющиеся в нарушении структуры материала, и используется аналогично другим методам дефектоскопии (ультразвуковой,



рентгеновской) и др. Применяются и другие (например, акустические) методы контроля качества ферромагнитных изделий, что в целом позволяет достигнуть высокого технического уровня изготавливаемых в настоящее время магнитных материалов.

Переходим теперь к рассмотрению примеров технического использования ферромагнетиков – в постоянных магнитах, электромагнитах и т. д. Подобные примеры будут встречаться и в последующих главах.

#### 6.4 Магниты. Расчет магнитных цепей

Как уже указывалось выше, магнитно-жесткие материалы применяются в технике, главным образом, для изготовления постоянных магнитов, служащих источником постоянного магнитного поля. Такие магниты применяются в электроизмерительных приборах (магнитоэлектрические системы), в громкоговорителях (динамиках), телефонах и звукозаписывающей аппаратуре, в магнитных линзах для электронных микроскопов и т. д. Обычно постоянные магниты создают поле в некотором воздушном зазоре (например, между полюсами подковообразного магнита). Наличие этого зазора создает «встречное» поле, которое ослабляет намагниченность постоянного магнита – остаточную индукцию  $B_r$ ; это обстоятельство необходимо учитывать при выборе материала для постоянного магнита: чем больше «встречное» поле зазора, тем больше должна быть коэрцитивная сила для поддержания заданного поля магнита. К материалу для магнита предъявляются также и другие требования – постоянство магнитных свойств во времени, слабая зависимость их от температуры в условиях эксплуатации и т. д. По этим причинам из огромного количества имеющихся магнитно-жестких материалов лишь немногие из них практически используются для изготовления постоянных магнитов. К ним относятся сплавы на основе  $Fe$ ,  $Co$ ,  $Ni$ ,  $Al$  (например, типа «алии»), гексагональные ферриты, интерметаллические соединения редкоземельных элементов типа  $SmCo$ , ( $H_c \approx 800\,000$  А/м,  $B_r \approx 0,9$  Тл) и др. Углеродистая сталь имеет коэрцитивную силу  $H_c \approx 4000$  А/м,  $B_r \approx 1$  Тл; для кобальтовой стали  $H_c$  значительно выше – около  $20\,000$  А/м,  $B_r \approx 0,9$  Тл. Сплав  $Fe-Ni-Al$  характеризуется значениями  $H_c \approx 400\,000$  А/м и  $B_r \approx 0,6$  Тл. Высокими показателями обладает сплав ( $H_c \approx 3\,200\,000$  А/м,  $B_r \approx 0,65$  Тл). Для получения требуемых магнитных свойств постоянный магнит должен быть до использования намагничен до насыщения. Магнит простой геометрической формы (например, многоугольный) можно намагнитить, помещая его между полюсами сильного электромагнита. При намагничивании подковообразного магнита на его концы надевают катушки, замыкают концы мягким железом и затем пропускают ток через катушки. Для магнитов сложной формы применяют специальные устройства. Напряженность внешнего намагничивающего поля должна превышать величину коэрцитивной силы магнитного материала не менее чем в 5 раз. Для снижения величины намагничивающего постоянного поля можно дополнительно наложить

переменное поле; при этом вещество намагничивается до «безгистерезисной» кривой намагничивания при меньшей напряженности постоянного поля. Используется также способ намагничивания импульсом тока (например, путем разрядки конденсатора) и другие методы. Важным требованием к постоянному магниту является неизменность магнитных свойств со временем – «магнитного старения». По этой причине углеродистые стали, имеющие большую склонность к «старению», используются редко. Другие, более распространенные материалы подвергают специальной обработке – искусственному «старению». Одним из методов такой обработки является выдержка изделий определенное время при повышенной температуре с целью стабилизации кристаллической структуры. Для стабилизации доменной структуры материала изделие частично размагничивают в переменном поле. Наиболее стабильные по своим параметрам постоянные магниты получаются при их искусственном старении размагничивающими воздействиями, аналогично тем, которым они подвергаются в процессе эксплуатации. Большое распространение получили в технике электромагниты, в которых ферромагнитный сердечник намагничивается полем, создаваемым током через «обмотку» электромагнита. Электромагниты применяются для создания магнитного потока в различных электрических машинах (см. гл. 7), механического усилия (в приводных механизмах), сильных магнитных полей (например, в ускорителях частиц), в различных механизмах систем автоматики (реле) и т. п. Электромагниты используются в промышленных подъемных механизмах, в механизмах сцепления и торможения, в пускателях, контакторах, выключателях, электроизмерительных приборах. Перспективно использование электромагнитов в приводах быстроходных транспортных средств на «магнитной подушке». Электромагниты используются также в медицинском приборостроении, в экспериментальной аппаратуре для исследований в области физики, химии, биологии и т. д. Мощные электромагниты могут потреблять до десятков МВт и иметь вес несколько сотен тонн.

Существует большое многообразие конструктивных исполнений электромагнитов. Нейтральные электромагниты постоянного тока развивают силу тяги, не зависящую от направления тока в обмотке; при выключении сила тяги практически равна нулю. В «поляризованных» электромагнитах постоянного тока создаются два независимых магнитных потока: поляризующий (создается полем другого электромагнита) и рабочий (создается током рабочей или управляющей обмотки). При отсутствии «рабочего» тока создается усилие тяги за счет «поляризующего» магнита. Действие такого электромагнита зависит от направления тока в рабочей обмотке. Наконец, в электромагнитах переменного тока обмотка питается переменным током, обычно синусоидальным, с некоторой частотой  $f$ , усилие электромагнита «пульсирует» практически от нуля до максимального значения с частотой  $2f$ . Магнитопроводы электромагнитов изготавливают из магнитно-мягких материалов – электротехнической или конструкционной стали, литой стали или чугуна, железоникелевых или железокобальтовых сплавов. Они конструктивно

выполняют в виде набора пластин для снижения роли вихревых токов (см. гл. 7). Обмотка обычно изготавливается из алюминиевых или медных проводов.

Магнитная цепь электромагнита рассчитывается по приведенной ниже формуле Гопкинсона  $\Phi = E_m/R_m$  с учетом конфигурации магнитопроводов и полей рассеяния. В зазорах электромагнитов получают поля до  $H \approx 10^8$  А/м.

Большинство электромагнитов содержат якорь – подвижную часть магнитопровода, притягивающуюся при включении тока в обмотке магнита к его полюсам. Важной характеристикой электромагнита, помимо создаваемого усилия тяги  $F_T$  (отметим, что  $F_T$  пропорционально квадрату индукции магнитного поля на поверхности притягиваемого магнитом тела к площади этой поверхности), является время срабатывания магнита – от подачи напряжения на управляющую катушку до момента контакта якоря с упором, полюсом. Быстродействие магнитов постоянного тока достигает 3 м/с. Как уже упоминалось выше, в последнее время большое распространение получили сверхпроводящие приборы и устройства, в частности, сверхпроводящие магниты. Такой магнит представляет собой соленоид или электромагнит с обмоткой из сверхпроводящего материала. В замкнутой накоротко обмотке в сверхпроводящем состоянии электрическое сопротивление отсутствует, поэтому наведенный в ней ток сохраняется сколь угодно долго. Создаваемое этим током магнитное поле обладает исключительной стабильностью и не имеет пульсации, что имеет решающее значение для многих приложений в технике и научных исследованиях.

Сверхпроводимость разрушается при «критических» значениях температуры ( $T_k$ ), силы тока ( $I_k$ ) или напряженности магнитного поля ( $H_k$ ); поэтому для изготовления обмоток для сверхпроводящих магнитов применяют соответствующие материалы с высокими значениями  $T_k$ ,  $I_k$ ,  $H_k$ . К ним относятся, в частности, сплав ( $50Nb-50Zn$ ) с  $H_k = 900$  э при 4,2 К ( $1\text{э} = 79,6$  А/м) и  $T_k = 10,5$  К, сплав ( $Nb-50Ti$ )  $H_k = 9,8$  Кэ, термометаллическое соединение  $Nb_3Sn$  ( $H_k = 245$  Кэ,  $T_k = 18,1$  К и др.) Критическая плотность тока составляет  $10^5-10^6$  А/см<sup>2</sup>.

Современные сверх проводящие магниты создают поля с индукцией  $B$  до 15–20 Тл.

Ввиду огромного снижения затрат на охлаждение обмотки по сравнению с «традиционными» электромагнитами равной мощности сверхпроводящие магниты являются весьма экономичными устройствами. Приходится лишь преодолевать трудности технического порядка, в основном обусловленные необходимостью непрерывного поддержания работающего магнита при гелиевой температуре 4,2 К. В настоящее время сверхпроводящие магниты уже нашли широкое применение при исследованиях магнитных, оптических и электрических свойств, в ядерных и плазменных исследованиях, в технике связи, радиолокации и т. д. Большой принципиальный интерес представляет использование сверхпроводящих магнитов в качестве индуктивных накопителей энергии с практически неограниченной продолжительностью ее хранения.

Рассмотрим теперь некоторые методы расчета, обладающие значительной общностью и применимые не только к электромагнитам, но и ко многим приборам и аппаратам, в которых осуществляется техническое использование магнитного поля, создаваемого электрическим током. Во многих электрических машинах и аппаратах имеются «магнитные цепи» – элементы, по которым проходит магнитный поток. Эти элементы изготавливаются из ферромагнитных материалов; отдельные элементы называются также «сердечником», «ярмом», «магнитопроводом» и т. д. Законы прохождения магнитного потока по магнитопроводам (законы магнитных цепей) обладают значительным формальным сходством с законами прохождения электрического тока по проводникам.

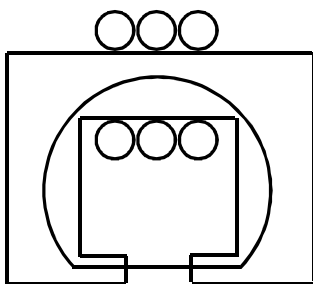


Рисунок 6.19

Одна из простейших магнитных цепей показана на рисунке 6.19. Она состоит из магнитного сердечника («ярма») с высокой магнитной проницаемостью  $\mu$  и зазора (в частности, воздушного) величиной ( $\mu_{\text{я}} = 1$ ). Выделим «среднюю» линию магнитной индукции и применим к ней теорему о циркуляции магнитной напряженности ( $\oint H dl = I$ ).

$$Hl + H_1 l_1 = NI, \quad (6.65)$$

где  $H$ ,  $H_1$  – напряженность поля внутри сердечника и зазора, соответственно;  $l$  и  $l_1$  – длина средней магнитной силовой линии в сердечнике и зазоре, соответственно;  $N$  – число витков обмотки с током  $I$ . Поскольку линии магнитной индукции непрерывны, то значения магнитного потока  $\Phi = BS$  в сердечнике и в зазоре одинаковы; поэтому для  $H$  и  $H_1$  с учетом соотношения  $B = \mu_0 \mu H$  можно написать

$$H = \frac{\Phi}{\mu_0 \mu S}, \quad H_1 = \frac{\Phi}{\mu_0 \mu_1 S}. \quad (6.66)$$

Из (6.65) и (6.66) можно получить формулу

$$\Phi = \frac{NIS}{\frac{l}{\mu_0 \mu} + \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1}}. \quad (6.67)$$

Эта формула обладает формальным сходством с законом Ома для простейшей замкнутой цепи, содержащей источник ЭДС и внешнее (нагрузочное) сопротивление; поэтому ее можно представить в виде:

$$\Phi = \varepsilon_m / R_m. \quad (6.68)$$

Здесь величина  $\varepsilon_m = NI$  играет роль «магнитодвижущей силы» – МДС.

Величина

$$R_m = l / \mu_0 \mu S + l_1 / \mu_0 \mu_1 S \quad (6.70)$$

представляет собой «полное магнитное сопротивление» рассматриваемой магнитной цепи,

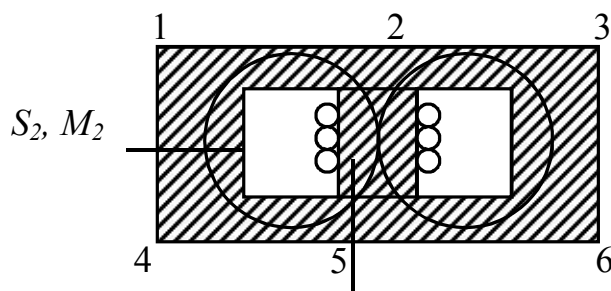


Рисунок 6.20

состоящей из двух участков с сопротивлениями:

$$R_m = \frac{l}{\mu_0 \mu S}, R_{m1} = \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1 S}. \quad (6.71)$$

Данная цепь является «последовательной», и магнитные сопротивления участков складываются, как и в электрической цепи:

$$R_m = r_m + r_{m1}. \quad (6.72)$$

Формула (6.68) часто называется «формулой Гопкинсона» и лежит в основе различных электротехнических расчетов. В частности, простейший электромагнит с П-образным магнитопроводом и якорем является типичным примером цепи типа показанной на рисунке 6.19.

В ряде случаев на практике используются более сложные магнитные цепи с разветвлением магнитного потока, т. е. с параллельным соединением магнитопроводов. Рассмотрим, например, цепь, показанную на рисунке 6.20; она может быть рассчитана по методу, аналогичному «методу Кирхгофа» для разветвленных электрических цепей. Цепь может быть представлена как содержащая две точки разветвления «узлы» 2 и 5 и замкнутые контуры 12541, 1236541 23652. Рассмотрим вначале первый из этих контуров и обозначим длину участка 25 и его сечение через  $l_1$  и  $S_1$  соответственно, а напряженность поля в нем – через  $H_1$ . Аналогичным образом, для участка 5412 введем обозначения  $l_2, S_2, H_2$ . Для  $H_1$  и  $H_2$  имеем:

$$H_1 = \frac{\Phi_1}{\mu_0 \mu_1 S_1}, \quad H_2 = \frac{\Phi_2}{\mu_0 \mu_2 S_2}, \quad (6.73)$$

где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  – относительные магнитные проницаемости на указанных участках. Используя вновь соотношение типа (6.65), находим

$$I = \Phi_1 \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1 S_1} + \Phi_2 \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2 S_2}, \quad (6.74)$$

где  $I$  – ток через обмотку, помещенную на участке 25. Введя магнитные сопротивления указанных участков

$$R_{m1} = \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1 S_1}, R_{m2} = \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2 S_2} \quad (6.75)$$

и магнитодвижущую силу

$$\varepsilon_{m1} = N_1 I_1 \quad (6.76)$$

можно переписать (6.74) в виде

$$\Phi_1 r_{m1} + \Phi_2 r_{m2} = \varepsilon_{m1}. \quad (6.77)$$

Для магнитного контура, содержащего произвольное число участков можно написать общую формулу

$$\sum \Phi_k r_{mk} = \sum \varepsilon_{mk}. \quad (6.78)$$

Эта формула является аналогом выражения для второго правила Кирхгофа для разветвленных электрических цепей: сумма «падений магнитного напряжения» в замкнутом магнитном контуре равна сумме всех МДС в этом контуре. При практическом применении правила необходимо соблюдать правило знаков. Для этого следует выбрать направление обхода контура и

считать поток положительным, если его направление совпадает с направлением обхода (вначале направления потоков в рассчитываемой цепи выбираются произвольным образом); МДС берется со знаком плюс, если соответствующая обмотка создает магнитный поток в направлении обхода контура.

В узлах 2 и 5 силовые линии индукции непрерывны, поэтому суммарный магнитный поток, приходящий в узел, равен потоку, уходящему из узла. Это означает, что алгебраическая сумма потоков в каждом узле равна нулю:

$$\Phi_k = 0. \quad (6.79)$$

Это положение является аналогом первого правила Кирхгофа для разветвленных цепей. Таким образом, расчет магнитных цепей с использованием правил (6.78) и (6.79) формально не отличается от расчета аналогичных электрических цепей. В ряде случаев можно воспользоваться готовыми результатами, полученными для электрических цепей. В частности, можно точно утверждать, что при параллельном соединении магнитопроводов магнитные потоки в них будут обратно пропорциональными их магнитным сопротивлениям. Подъемной силой магнита можно управлять с помощью «магнитного шунта» – железной пластинки, замыкающей ветви магнита; при этом вследствие разветвления магнитного потока подъемная сила магнита уменьшается. При замыкании полюсов подковообразного сердечника железным якорем его магнитное сопротивление уменьшается. Если внести в магнитное поле замкнутое тело из ферромагнитного материала (магнитный экран), то магнитные силовые линии будут «сгущаться» и почти полностью проходить через тело, в то время, как внутри полости магнитное поле будет практически отсутствовать. Это используется при создании «магнитной защиты» чувствительных приборов от действия внешних магнитных полей.

При расчетах магнитных цепей следует иметь в виду, что указанная выше аналогия с электрическими цепями является формальной; «магнитное сопротивление» и «магнитодвижущая сила» имеют совершенно иную физическую природу, чем «аналогичные» им электрические величины. В частности это проявляется в том, что, в то время как электрическое сопротивление проводников практически не зависит от созданного в них электрического поля, «магнитное сопротивление» ферромагнетиков существенно зависит от магнитного поля, и, следовательно, магнитного потока в цепи, поскольку входящая в формулу величина  $R_m$  зависит от  $H$ , как было указано выше. Поэтому указанной аналогией при практических расчетах всегда следует пользоваться с большой осмотрительностью во избежание грубых ошибок.

В гл. 7 будут рассмотрены дальнейшие примеры технического использования магнитного потока, связанные с явлением электромагнитной индукции. Ниже, в п.п. 6.5 и 6.6 мы обратимся к примерам проявления магнитных полей в крупных масштабах нашей планеты, других небесных тел и Вселенной в целом. Эти «естественные» магнитные явления оказывают большое влияние на условия жизни на Земле и имеют многочисленные

практические приложения, а также дают важную информацию о законах окружающего нас материального мира.

## 6.5 Магнитное поле Земли

Вокруг Земли существует «геомагнитное поле», вектор напряженности которого  $\vec{H}$  может быть разложен на «северную» ( $H_x$ ), «восточную» ( $H_y$ ) и «вертикальную» ( $H_z$ ) составляющие в каждой точке. Помимо этой «географической» системы координат, используется также «магнитная» система из трех элементов земного магнетизма:

горизонтально составляющей  $H$  вектора  $\vec{H}$  магнитного склонения  $D$ , которая представляет собой угол между направлением составляющей  $H$  и географическим меридианом, и магнитного наклонения  $I$  – угла между вектором  $\vec{H}$  и плоскостью горизонта (рис. 6.21). Магнитное поле

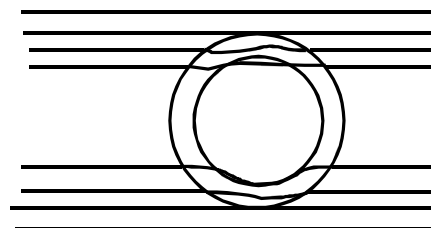


Рисунок 6.21

Земли может быть представлено как сумма «основного» («постоянного», испытывающего лишь очень медленные «вековые» изменения) и «переменного» (от внешних источников – в магнитосфере и ионосфере) поля, причем величина переменного поля составляет порядка 0,01 от суммарного поля. Основное геомагнитное поле систематически измеряется с помощью соответствующих приборов – компаса, теодолита, магнитометров различных типов и т. д. Эти «магнитные съемки» производились раньше преимущественно в наземных условиях, но в настоящее время все более широко для целей магнитной съемки используются искусственные спутники Земли. Результаты съемок наносятся на «магнитные карты» в виде линий, соединяющих точки с равными значениями  $H$  (изодиама)  $D$  (изозоны),  $I$  (изоклины). Изоклина  $I = 0$  называется магнитным экватором Земли. С увеличением географической широты  $I$  возрастает и достигает  $90^\circ$  в «магнитных» полюсах Земли; в этих местах магнитная стрелка располагается вертикально. В настоящее время «северный» магнитный полюс (на который указывает «северный» конец магнитной стрелки) расположен в Северной Канаде ( $101,5^\circ$  западной долготы,  $75,7^\circ$  северной широты). «Южный» полюс – на материке Антарктиды ( $140,3^\circ$  восточной долготы,  $65,5^\circ$  южной широты). Напряженность земного магнитного поля  $\vec{H}$  изменяется по величине от  $33,4$  А/м на экваторе до  $55,7$  А/м на полюсе. Поскольку общая картина силовых линий геомагнитного поля является весьма сложной, то Землю приближенно представляют однородно намагниченным шаром, магнитный момент которого ориентирован под углом  $11,5^\circ$  к оси вращения Земли, со своими «геомагнитными полюсами» – точками, в которых «магнитная ось» пронизывает поверхность Земли. Положение этих полюсов, не совпадающих с магнитными полюсами Земли, устанавливается расчетом; в современную эпоху «северный» геомагнитный полюс расположен под  $68,3^\circ$  западной долготы и

78,3° северной широты, а «южный» геомагнитный полюс – под 111,7° восточной долготы и 78,3° южной широты. Отклонения фактического магнитного поля от «нормального» (расчетного) называются «магнитными аномалиями».

В зависимости от размаха занимаемых областей различают «мировые», «региональные» и «локальные» аномалии (последние могут быть вызваны нахождением в земной коре ферромагнитных руд и минералов); они могут обнаруживаться до высот примерно  $0,5R_z$  (3000 км) над поверхностью Земли, поэтому они успешно разведываются с помощью аппаратуры, установленной на искусственных спутниках Земли.

Основное геомагнитное поле испытывает вековые вариации, различные в разных районах земного шара. Максимальная величина этих вариаций достигает 0,12 А/м в год. Изучения характера этих вариаций осуществляется по остаточной намагниченности горных пород, изделий из обожженной глины, обнаруживаемых при раскопках, и другими методами. В частности, было обнаружено, что направление основного геомагнитного поля в прошлом многократно изменялось на противоположное (последний раз около 0,7 миллионов лет назад).

Вопрос о происхождении основного магнитного поля Земли является весьма сложным. Предлагались многочисленные гипотезы, основанные, например, на наличии ферромагнитных материалов в земной коре, движении электрических зарядов в Земле и их участии в ее суточном вращении и т. д. Однако, наиболее удовлетворительной гипотезой, объясняющей, в частности, упомянутые выше явления (вековые вариации поля и изменения его направления), является только «динамо-эффект» или «гиромагнитное динамо». Эта гипотеза базируется на некоторых основных представлениях магнитной гидродинамики, изложенных выше, в гл. 5. Предполагается, что в жидком электропроводящем «ядре» Земли могут иметь место интенсивные движения сложного характера, вызывающие самовозбуждение магнитного поля по аналогии с работой динамо-машины с самовозбуждением (см. ниже, гл. 7). Физическая природа этих явлений заключается в появлении ЭДС индукции в движущейся проводящей среде, пересекающей силовые линии магнитного поля (см. гл. 7). Причиной, вызывающей указанные движения в ядре, могут быть силы Архимеда, обусловленные флуктуациями плотности вещества ядра, возникающими в результате тепловыделения в ядре и теплового расширения его жидкого вещества. Возможно также, что существенную роль, играют инерционные силы, обусловленные «вековой прецессией» земной оси, а также сила Кориолиса, создаваемая суточным вращением Земли. На связь между земным магнетизмом и вращением Земли указывает ряд фактов, в частности, близость геомагнитного поля к полю «эксцентричного магнитного диполя», ось которого почти параллельна оси вращения Земли и смещена относительно центра Земли на 436 км. Построение детальной теории «динамо-эффекта», объясняющей все особенности геомагнитного поля, является делом будущего.



Переменное геомагнитное поле создается источниками, лежащими вне Земли в ее наиболее «внешней» и протяжной оболочке – «магнитосфере». В этой области околоземного пространства разыгрываются явления, обусловленные взаимодействием геомагнитного поля с потоками заряженных частиц, приходящих из Космоса. Потоки частиц (протонов, электронов, ионов гелия), создаются, в частности, «солнечным ветром» – истечением плазмы из солнечной короны. Скорость направленного движения частиц в этом потоке у орбиты Земли достигает 800 км/с. «Столкновение» потока плазмы с магнитным полем Земли образует на «дневной» стороне Земли «ударную волну», фронт которой находится на расстоянии  $(13-14)R_z$  от центра Земли. За фронтом ударной волны следует «переходная область» толщиной около 20000 км, в которой «солнечный ветер» «размазывается» в пространстве, а температура плазмы достигает  $10^7$  К. За переходной областью следует «собственно» магнитосфера Земли, граница которой – «магнитопауза» – определяет положение равновесия между давлением «солнечного ветра» и магнитного поля Земли (70–80 тыс. км от центра Земли). Напряженность геомагнитного поля здесь достигает 0,08 А/м. Поток частиц плазмы «сжимает» геомагнитное поле на дневной стороне и локализует его в «магнитосфере Земли»; давление «солнечного ветра» увлекает магнитные силовые линии на ночную сторону Земли в полярных областях, что приводит к образованию магнитного «шлейфа» или «хвоста» Земли длиной не менее 5 млн. км. Магнитный «шлейф» имеет сложную структуру – «связки» в противоположных направлениях магнитных силовых линий разделены «нейтральным» слоем с малой напряженностью, в котором имеется «горячая плазма» с  $T \approx 10^6$  К.

Искажения геомагнитного поля «солнечным ветром», становятся малыми лишь на расстояниях порядка  $3R_z$ ; область с практически «дипольным» характером геомагнитного поля, называемая «внутренней магнитосферой», является «магнитной ловушкой» для заряженных частиц в околоземном пространстве и создает радиационные пояса Земли (см. ниже).

В результате описанных явлений в магнитосфере Земли возникают колебания электрических токов, которые создают у поверхности Земли и в околоземном пространстве переменное магнитное поле с амплитудой напряженности примерно от  $10^{-5}$  до  $10^{-1}$  А/м в диапазоне частот от  $10^{-5}$  до  $10^2$  Гц. При отсутствии внешних возмущений (см. ниже) в низких и средних географических широтах наблюдаются периодические «солнечносуточные» (с амплитудой до 0,05 А/м) и «лунносуточные» (с амплитудой менее 0,01 А/м) магнитные вариации.

В периоды возмущений – «магнитных бурь» – колебания магнитного поля принимают быстрый и беспорядочный характер.

Как уже упоминалось выше, одним из проявлений земного магнетизма, к рассмотрению которых мы теперь переходим, является захват магнитным полем заряженных частиц (протонов, электронов, ионов гелия и др.) с энергией до нескольких сотен МэВ и образование «радиационных поясов». Захваченные частицы совершают сложное движение – сочетание колебательного движения

по спиральной траектории вдоль магнитной силовой линии из Северного полушария в Южное и более медленного перемещения вокруг Земли («долготный дрейф»). Одно колебание вдоль силовой линии в одном направлении для протона с энергией 100 МэВ занимает около 0,3 с. Полный оборот в процессе «долготного дрейфа» занимает от нескольких минут до нескольких суток, причем, положительные частицы дрейфуют в западном, а отрицательные (электроны) – в восточном направлении. Время «жизни» протона в геомагнитной паузе может достигать порядка 100 лет. Радиационные пояса обладают сложной структурой. Обычно различают внутренний и внешний пояса с существенно различными физическими свойствами. Внутренний пояс расположен вокруг Земли в экваториальных широтах и ограничен «магнитной оболочкой» – поверхностью дрейфа частиц (с параметром  $L = 1,5$ ), – которая пересекается с поверхностью Земли на широтах  $\pm 35^\circ$ ; параметр  $L$  определяет наибольшее отклонение оболочки от центра условного «магнитного диполя» (см. выше) в радиусах Земли. Ближайшая к Земле граница внутреннего пояса находится на высоте от 600 км (на меридиане Америки) до 1600 км (на меридиане Австралии). В этом поясе находятся протоны с энергиями до 800 МэВ и электроны с энергиями до нескольких МэВ. Внешний радиационный пояс располагается между магнитными оболочками с  $L = 2$  и  $L = 5-6$  и содержит электроны с энергиями до нескольких МэВ, а также протоны с энергиями до 10 МэВ. Этот пояс, в отличие от внутреннего, весьма нестабилен, его форма и размеры сильно изменяются в результате внешних возмущений. «Пополнение» радиационных поясов осуществляется за счет проникновения в них частиц «солнечного ветра», через особые точки магнитосферы и через нейтральный слой «шлейфа» Земли на ночной стороне. Потери частиц в поясах обусловлены рядом эффектов, в частности, «высыпанием» частиц в атмосферу Земли вдоль силовых линий геомагнитного поля. Радиационные пояса пополняются также искусственным путем – в результате ядерных взрывов на больших высотах, путем инъекции («впрыскивания») искусственно ускоренных частиц (например, с ускорителя, находящегося на борту искусственного спутника Земли), и т. п. Кроме Земли, радиационными поясами обладает также Юпитер (возможно, также Сатурн и Меркурий); протяженность и плотность поясов Юпитера значительно больше «земных» поясов. Напротив, Луна, Венера и Марс радиационных поясов не имеют, что было установлено с помощью межпланетных космических станций («искусственных планет»).

Радиационные пояса представляют собой серьезную опасность при длительных орбитальных космических полетах. Длительное проникновение протонов высоких энергий в кабину космического корабля может привести к лучевому поражению экипажа; воздействие протонов малых энергий может вызвать повреждение энергетических блоков корабля – «солнечных батарей» – и другие технические неполадки. Поэтому приходится разрабатывать эффективные меры защиты от воздействия радиационных поясов при космических полетах.

Воздействие солнечной активности на магнитосферу вызывает целый комплекс явлений, называемый «магнитосферной бурей». При этом наблюдается вторжение частиц «солнечного ветра» непосредственно в магнитосферу; разогрев верхних слоев атмосферы с передачей тепла в нижние слои – тропосферу, – что вызывает развитие циркуляционных воздушных потоков («циклонов»); возмущение слоев ионосферы и появление электромагнитных шумов, что вызывает значительные нарушения коротковолновой радиосвязи, увеличение яркости полярных сияний, появление рентгеновского излучения и т. д. В то же время имеют место вольные вариации радиационных поясов. Вначале во внешнем поле резко возрастает поток малоэнергетических частиц и потеря – «высыпание» – высокоэнергетических частиц, с последующим захватом и ускорением новых частиц. В результате появляются потоки частиц на более близких, чем обычно, расстояниях от Земли – возникает «сжатие» поясов. После этого происходит постепенное возвращение поясов к исходному состоянию. «Высыпание» частиц из радиационных поясов вызывает повышение степени ионизации в ионосфере, которая отражает и поглощает короткие радиоволны, а также усиление полярных сияний – свечение верхних слоев атмосферы в высоких географических широтах. В периоды высокой солнечной активности полярные сияния наблюдаются вплоть до геомагнитных широт  $20\text{--}30^\circ$ , однако, наиболее часто они сосредоточены в «зонах полярных сияний» – примерно до  $25^\circ$  от геомагнитных полюсов. Цвета полярного сияния бывают весьма разнообразными – от фиолетового до красного. «Протяженность» дуги полярного сияния может превышать 5000 км (с востока на запад) при средней высоте нижнего края сияния около 1000 км. Спектр полярного сияния содержит, главным образом, линии и полосы нейтральных и ионизированных атомов и молекул азота и кислорода, например, зеленую ( $\lambda = 558\text{ нм}$ ) и красную ( $\lambda = 630\text{ нм}$ ) линии кислорода; фиолетовую ( $\lambda = 428\text{ нм}$ ) и синюю ( $\lambda = 471\text{ нм}$ ) полосы азота и т. д. Наблюдаются также линии водорода, гелия и других составных частей земной атмосферы. Изучение спектров полярных сияний, а также исследование зон полярных сияний с помощью летательных аппаратов показали, что свечение возбуждается, главным образом, быстрыми электронами с энергиями порядка 10 КэВ или протонами сравнительно невысоких энергий. Сложный комплекс процессов возбуждения и ионизации в зонах полярных сияний в настоящее время еще недостаточно изучен и продолжает интенсивно исследоваться с помощью космических летательных аппаратов.

Одним из проявлений магнитной феерии является «магнитная буря» – сильное возмущение магнитного поля Земли, проявляющееся в резких, беспорядочных изменениях перечисленных выше элементов земного магнетизма ( $H$ ,  $D$ ,  $I$ ). Магнитные бури обычно имеют место вблизи максимумов 11-летнего цикла солнечной активности и обуславливаются «прорывом» частиц высоких энергий «солнечного ветра» в верхние слои атмосферы Земли с последующей генерацией и усилением электрических токов, наибольшая интенсивность которых имеет место в полярных областях ионосферы. Эти

токовые изменения и проявляются у поверхности Земли в форме беспорядочных возмущений магнитного поля. Во время магнитной бури в радиационные пояса Земли проникают солнечные протоны с энергией до 100 кэВ, образующие экваториальные «токовые кольца» на расстоянии (3–6)  $R_z$  от центра Земли, магнитное поле которых заметно ослабляет основное геомагнитное поле в главной фазе магнитной бури. Длительность «бурь» составляет от нескольких часов до нескольких суток. Они наблюдаются на всей Земле, однако наибольшие магнитные возмущения – до 5 А/м – имеют место в высоких широтах. В средних широтах колебания напряженности геомагнитного поля во время бури составляют от 0,1 до 1 А/м. Магнитная буря состоит из нескольких фаз. Предварительная фаза характеризуется незначительными изменениями геомагнитного поля, главным образом, в высоких широтах. На начальной фазе возникают резкие изменения составляющих магнитного поля во всех районах Земли, а на главной фазе имеют место сильные колебания поля и ослабление горизонтальной составляющей поля  $H$ . В фазе восстановления элементы земного магнетизма постепенно принимают прежние значения; в частности, ослабляющее влияние экваториального токового кольца затухает по экспоненциальному закону. Геомагнитное поле оказывает существенное воздействие на живые организмы на Земле, в том числе и на человека. Во время магнитной бури возрастает число сердечнососудистых заболеваний, ухудшается состояние больных, страдающих гипертонией и т. д. Изучение этих явлений имеет большое медико-биологическое значение. Магнитные измерения в природе солнечной активности дают ценную информацию о состоянии верхних слоев атмосферы. Нарушения радиосвязи, обусловленные изменением плотности ионосферы, наступают на несколько часов позже, чем появление магнитных возмущений – предварительной фазы магнитной бури. Это позволяет на основе измерений геомагнитного поля делать прогнозы «радиопогоды», необходимые для обеспечения радиосвязи. По этим данным можно также делать прогнозы радиационной обстановки на околоземной орбите при космическом полете. Относительная стабильность параметров геомагнитного поля до высот в несколько  $R_z$  используется в космонавтике при ориентации в различных маневрах летательных аппаратов. Значительное распространение получил «магнитотеллургический» способ зондирования недр Земли, основанный на измерении геомагнитного поля во время магнитной бури с последующим расчетом удельной электрической проводимости глубинных слоев Земли и оценкой давления и температуры в этих слоях. Явление ориентации магнитной стрелки из ферромагнитного материала в направлении магнитного меридиана (рис. 6.22) лежит в основе ряда приборов, широко используемых в морской и авиационной навигации при прокладывании курса на местности, в геодезии и маркшейдерском деле и т. д. Древнейшим из таких приборов является компас, появившийся в Китае более двух тысяч лет назад.

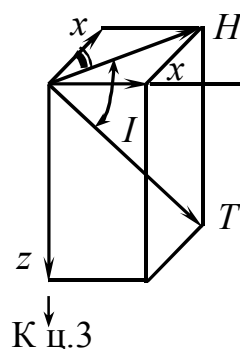


Рисунок 6.22

Он представляет собой магнитную стрелку, насаженную на вертикальное острие и помещенную в центре круга с делениями – «катушки». Для устранения влияния качки в морском компасе стали использовать карданный подвес. Для более точного отсчета направлений – пеленгов – компас был снабжен «пеленгатором» – вращающейся диаметрально расположенной линейкой с визирами на концах. Магнитный компас является одним из основных навигационных приборов в судовождении; точность его показаний (в отсутствие качки –  $0,3\text{--}0,5^\circ$ ). Авиационный компас отличается от судового некоторыми конструктивными особенностями, учитывающими возможность сильных вибраций, ускорений и других условий полета. Магнитный компас обладает и рядом специфических недостатков; это, прежде всего, необходимость учета магнитного склонения, т. е. несовпадения магнитного и географического меридианов. Кроме этого, вблизи магнитных полюсов Земли и различных магнитных аномалий точность показаний компаса резко снижается. Поэтому в современной навигационной практике применяются также гирокомпасы (см. т. I) и радиоконпасы – специальные радиоприемные устройства, сориентированные на радиомаяк; сочетание компасов различных типов позволяет обеспечить достаточную для практики точность прокладки курса самолета или корабля.

Буссоль – геодезический инструмент, предназначенный для измерения горизонтальных углов между магнитным меридианом и направлением на какой-либо предмет. Буссоль представляет собой свободно вращающуюся магнитную стрелку, помещенную в центре кольца с градусными делениями, и снабженную оптической трубой для точного наведения на предмет. Существуют многочисленные конструктивные исполнения бусселей. Для целей проведения топографических и геодезических работ на местности, ориентировки планшетов и привязки элементов боевого порядка войск используют геодезическую буссоль; для управления огнем при проведении артиллерийской стрельбы применяется перископическая буссоль артиллерийская, которой можно пользоваться, находясь в укрытии. При проведении ряда маркшейдерских работ, в частности, съемок горных выработок, применяется подвесная буссоль. Имеются также конструктивные модификации бусселей, обеспечивающие повышенную точность измерений. Совокупность методов построения упомянутых выше магнитных карт, выявление магнитных горных пород и т. д. обычно называют «магнитной разведкой». Измерение элементов земного магнетизма осуществляется в процессе съемки Земли с самолетов или вертолетов (аэромагнитная съемка), с движущихся судов (гидромагнитная съемка), в горных выработках и скважинах и т. д. При съемках используются, главным образом, магнитометры разнообразного назначения: приборы для измерения напряженности поля (эрстедметры), направления поля (инclinаторы и деклинаторы), магнитного потока (флюксометры), градиента поля (градиентометры) и др. Устройство магнитометров основано на: измерении механического момента, действующего на «индикаторный» магнит прибора в исследуемом поле (магнитостатические

приборы); сравнении измеряемого поля с полем «эталонного» соленоида (электрические магнитометры); измерении возникающей ЭДС в измерительной катушке при ее движении в исследуемом магнитном поле (индукционные магнитометры); определении искривления траектории электрических зарядов в исследуемом поле (гальваномагнитные приборы) и так далее.

Некоторые простейшие магнитометры будут описаны в гл. 7. Помимо магнитометров, в магнитной разведке применяется также «горный компас», служащий для определения элементов залегания горных пород («направлений простирания и падения» и «угла падения»). Прибор представляет собой сочетание компаса и отвеса, укрепленного на прямоугольной алюминиевой или латунной пластинке, длинная сторона которой параллельна линии север/юг. Горный компас устанавливается ребром на поверхность пласта перпендикулярно плоскости напластования горной породы так, чтобы буква «С» была обращена вдоль линии падения, а отвес показывал на лимбе наибольший угол, который и определяет угол падения пласта. Далее линия, прочерченная на поверхности горной породы вдоль ребра компаса, указывает простирание пласта.

Основным объектом изучения при магнитной разведке являются «магнитные аномалии», создаваемые сильно намагниченными геологическими породами, в состав которых входят ферромагнитные минералы (магнит, пирротин и др.). Эти области наносят на магнитные карты в виде изодин, изоклин или изогонов, упоминавшихся выше; в местах сильных аномалий существуют также «локальные» магнитные полюса, положение которых также указывается на карте. По величине занятой ими территории магнитные аномалии могут быть «мировыми» или «континентальными», региональными и локальными. Первые из них занимают площади от 10 тыс. км<sup>2</sup> до нескольких млн. км<sup>2</sup>. Наиболее крупной мировой магнитной аномалией является Азиатский максимум напряженности геомагнитного поля, центральная часть которого расположена в Сибири, в бассейне Нижней Тунгуски; аномалия западного магнитного склонения в Восточной Сибири является одним из проявлений этой аномалии. Другая аномалия этого типа находится в районе Зондских островов, относящихся к Индонезийскому архипелагу. Региональные аномалии занимают площадь 1–10 тыс. км<sup>2</sup>; породы, вызывающие аномалию, часто располагаются на глубине 1 км, и более. В России такие области весьма многочисленны – Рязанско-Саратовская, Московская, Старорусская и др.

Локальные магнитные аномалии охватывающие площади до 1 тыс. км<sup>2</sup>, как правило, связаны с залежами полезных ископаемых, являясь поэтому главным объектом магнитной разведки. Например, Криворожская и Курская магнитные аномалии обусловлены наличием залежей железной руды кварцитов; аномалии в районе горы Магнитной на Урале – залежей магнита, и т. д. Разведка новых магнитных аномалий интенсивно ведется и в настоящее время.

В результате интерпретации данных магнитной разведки определяют, прежде всего, глубину залегания намагниченных горных пород; при разведке

железных руд сочетание описанных методов с измерениями магнитной проницаемости пород в горных выработках и скважинах позволяют определять также расположение железорудных пластов и оценивать относительное содержания магнитного железа в рудах. В комплексе с другими методами геологоразведки магнитная разведка позволяет решать многочисленные задачи: определять глубину залегания фундаментальных платформ при поисках нефти и газа; картировать рудные и нерудные месторождения, связанные с основными и ультраосновными породами (никель, титан, алмазы); определять немагнитные (цветные, редкие и благородные) металлы, руды которых содержат акцессорные магнитные породы (к таким металлам относятся свинец, золото и платина в россыпях и т. д.); определять рудные скарновые месторождения, которые, как правило, обогащены магнетитами (железо, вольфрам, молибден, медь и др.); разведывать алюминиевые руды, если они представлены магнитными разновидностями бокситов; определять месторождение пьезооптических минералов (пьезокварц, флюорит, исландский шпат), связанных с магнетитовой минерализацией, и т. д. Эти весьма разнообразные методы проведения магнитной разведки детально рассмотрены в специальной литературе. В заключение этой главы рассмотрим наиболее «крупномасштабные» магнитные явления в природе, разыгрывающиеся в масштабах Вселенной и галактик.

## **6.6 Магнитные явления в космосе**

В настоящее время наука о Вселенной в целом и ее эволюции – космология – достигла весьма высокого уровня развития; этому способствовали успехи теоретической физики, в особенности, наблюдательной астрономии, в частности, рентгеновской и радиоастрономии. Современные представления о большом космосе теперь весьма далеки от воззрений, существовавших еще несколько десятилетий назад. В особенности изменились взгляды на космическое – межзвездное – пространство, которое оказалось вовсе не «пустым», а заполненным различными видами материи, в частности, межзвездный газ (в чрезвычайно разреженном состоянии), космическая пыль, космические лучи (потоки заряженных частиц, движущиеся с огромными скоростями), электромагнитное (оптическое, рентгеновское и радио) излучение и, наконец, межзвездное магнитное поле. О существовании этих полей свидетельствует целый ряд астрофизических данных. Поток космических лучей является изотропным, т. е. одинаковым по всем направлениям. Это можно объяснить лишь криволинейностью пути распространения частиц в космосе, обусловленной действием межзвездных магнитных полей.

Далее, массивные плотные газовые облака, находящиеся на пути радиоволн от далеких источников создают в их спектрах линию поглощения водорода с длиной волны 21 см. Межзвездные магнитные поля действуют на эту линию и вызывают ее расщепление – так называемый эффект Зеемана, который может быть измерен. На основании таких измерений можно оценить

продольную составляющую магнитного поля в газовом облаке. Такую оценку можно получить также по динамическому воздействию магнитного поля на ионизированный газ, в результате которого возникают наблюдаемые астрономами газовые туманности вытянутой формы и «волокна» в отражательных туманностях; кроме того, межзвездные поля существенно влияют на толщину газового «диска» Галактики. Радиоизлучение Галактики обусловлено движением электронов со скоростями, близкими к скорости света, и носит «синхротронный» характер, что также свидетельствует о существовании межзвездных магнитных полей. Однако исследование межзвездного поля путем изучения этого эффекта не дает надежных результатов, поскольку количество этих электронов не известно с достаточной точностью. Далее, свет многих звезд является линейно поляризованным, что естественным образом объясняется рассеянием света на продолговатых намагниченных частицах космической пыли. Линейную поляризацию обнаруживает радиоизлучение источников, находящихся вне нашей Галактики, причем, в ряде случаев оказывается, что плоскость поляризации поворачивается в зависимости от длины волны. Это объясняется «эффектом Фарадея», т. е. поворотом плоскости поляризации поляризованной электромагнитной волны при прохождении ее через область магнитного поля. Угол этого поворота пропорционален длине пути волны, концентрации электронов и усредненной проекции вектора напряженности магнитного поля на луч зрения. Таким образом, по величине эффекта можно оценить напряженность межзвездного поля. Астрономические данные свидетельствуют о том, что указанный поворот плоскости поляризации находится в прямой связи с так называемой «галактической широтой», т. е. с длиной участка луча зрения, находящегося в пределах диска нашей Галактики. Эти наблюдения полностью доказывают существование межзвездного магнитного поля и позволяют составить его «галактическую карту». В настоящее время изучают также влияние межзвездного магнитного поля на радиоизлучение недавно открытых астрономических объектов – пульсаров.

Исходя из данных, полученных всеми этими методами, величина напряженности межзвездного поля была оценена. Она отличается в различных областях галактики; в «спиральных «рукавах» напряженность в 2 раза выше, чем между ними, а в «облаках» имеет особенно большое значение плотности. Силовые линии магнитного поля в галактическом диске по форме близки к окружностям, однако, в общем структура межзвездного магнитного поля является довольно сложной. Галактическое магнитное поле оказывает существенное влияние на движение частиц высоких энергий, образующих космические лучи, искривляя их траекторию. Если радиус кривизны траектории меньше размеров Галактики, то частицы движутся по замкнутым траекториям; если же это условие не выполнено, то космические частицы могут иметь «внегалактическое» происхождение и даже равномерно заполнять всю Вселенную. Проблема происхождения межзвездного («галактического») магнитного поля пока еще не решена. Поскольку межзвездный газ обладает



малым электрическим сопротивлением, то время затухания токов, создающих эти поля, чрезвычайно велико, т. е. индуктивность межзвездной среды очень велика. Поэтому время затухания межзвездного поля, как и его нарастание, весьма длительно и может превышать возраст Галактики. Поэтому можно предположить, что «первичное» магнитное поле было очень слабым и лишь затем усилилось в результате турбулентных движений в межзвездном газе. Однако крупномасштабная структура галактического поля противоречит «турбулентной» гипотезе, которая пока еще мало разработана теоретически. Другая гипотеза заключается в том, что магнитное поле существовало уже в момент образования Галактики, при наличии соответствующих условий в этот период. Предлагались и другие возможные механизмы возникновения галактического магнитного поля. Наряду с межзвездным («внутригалактическим») магнитным полем, существует также межгалактическое поле, входящее в состав межгалактической среды. Эта среда включает в себя также газовое вещество, космические лучи, частицы – нейтрино, фотоны и т. п. Средняя плотность межгалактического вещества имеет важное космогоническое значение, определяя ход эволюции Вселенной. Оценка напряженности межгалактического поля осуществляется по вращению плоскости поляризации излучения внегалактических радиоисточников. По некоторым гипотезам, межгалактическое поле образовалось на ранней стадии эволюции вселенной, когда имели место совершенно иные условия, чем в современную эпоху. После образования отдельных галактик путем конденсации межзвездного газа, в них уже существовало внутригалактическое поле с определенной ориентацией вектора напряженности относительно оси вращения. Эта ориентация в значительной мере определяет ход эволюции галактики. Межгалактическое поле оказывает также существенное влияние на характер распространения космических лучей, о чем уже упоминалось выше. Описанные выше магнитные поля сыграли важную роль в образовании звездных и планетных систем, в общем, они повышают стабильность газовых образований – родоначальников звезд и планет. Согласно современным представлениям, Галактика вначале представляла собой медленно вращающееся газовое облако; в процессе сжатия газа к центру облака из него формируются звездные скопления. Образующиеся в этот период звезды заполняют слабо сплюснутый сфероид, ранее занятый газом. Постепенно газовый сфероид в радиусе уменьшается, и его вращение ускоряется до тех пор, пока тяготение на экваторе не уравновесит центробежную силу. После этого сжатие осуществляется преимущественно к экваториальной плоскости сфероида. В дальнейшем образуются подсистемы, относящиеся к промежуточной составляющей Галактики. На дальнейших стадиях эволюции магнитное поле стабилизирует состояние газа в сгустках, из которых образуются звезды. В эволюции звезд магнитное поле также играет важную роль. Из облака межзвездной газовой-пылевой среды под действием сил всемирного тяготения образуется сравнительно плотный и «холодный» газовый шар – «протозвезда». Дальнейшее ее сжатие приводит к повышению давления и

температуры в недрах шара и превращение его в «собственную звезду», энергия которой создается, главным образом, термоядерными реакциями. При этом сжатие сопровождается ускорением вращения эволюционирующей звезды и передачей некоторого вращательного момента окружающей газовой среде. Эта передача осуществляется в результате «закручивания» магнитных силовых линий, «натяжения» магнитных силовых линий, которое сообщает вращение окружающим слоям газа. При массе протозвезды, равной солнечной, и радиусе, в 40 раз превышающем радиус Солнца, возникновение состояния неустойчивости при уравнивании сил на экваторе приводит к отделению от звезды экваториального газового диска – «зародыша» будущей планеты. Если силовые линии магнитного поля в звезде проходят через отделившийся диск, то между диском и звездой существует «магнитная связь» путем натяжения силовых линий, в результате этого вращение звезды замедляется, а диск удаляется от нее. Со временем наличие сил трения «размазывает» диск, и его вещество «конденсируется» в планеты, «уносящие» с собой значительный вращательный момент. Масса отделяющегося диска сравнительно невелика, поэтому он не может «намотать» на себя много витков магнитных силовых линий. Такое «наматывание» осуществляется во внешних слоях эволюционирующей звезды; этот процесс более эффективно протекает в «холодных» звездах. Этим можно объяснить преимущественное образование планетных систем у «холодных» протозвезд. Сильные магнитные поля обнаружены у многих космических объектов. Так, на поверхности так называемых «магнитных звезд» существуют магнитные поля с напряженностью нескольких сотен эрстед и более. Измерение этих полей осуществляется по расщеплению спектральных линий излучения звезды в магнитном поле (эффект Зеемана, см. т. III); для звезды HD 215441 измерена напряженность поля 34 000 э. Для таких звезд характерен аномальный химический состав атмосфер, в частности, избыток легких элементов; элементов группы железа и редкоземельных элементов.

Напряженность магнитного поля и химический состав неоднородно распределены вдоль поверхности звезды и обнаруживают периодические изменения, которые объясняются вращением звезды. Причина наблюдаемых аномалий атмосферного состава и самого существования сильного магнитного поля многих звезд не вполне ясна. По существующим гипотезам, магнитное поле могло возникнуть на ранних стадиях эволюции звезд в результате сжатия слабо ионизированного газа, которое привело к усилению первоначально слабого магнитного поля. Возможен также механизм генерации динамо-процессов во вращающейся звезде (об этом механизме см. п. 6.5). Особенно сильные магнитные поля должны быть у «нейтронах» звезд (до  $10^{12}$  Э).

Магнитное поле существует и на ближайшей к нам звезде – Солнце. Различают «общее» поле Солнца, поля солнечных пятен (темных образований в фотосфере Солнца с температурой ниже 4500 К и размерами до 200 000 км), среднегодовое число которых изменяется с периодом 11 лет, и поля активных областей вне пятен. Солнечное магнитное поле измеряется по упомянутому

выше эффекту Зеемана или с помощью магнитографа. Оно играет существенную роль во многих явлениях, протекающих на Солнце, в частности, в явлениях солнечной активности. Наиболее сильные поля (с напряженностью до 500 Э) имеют место в областях солнечных пятен, их полярность периодически изменяется с продолжительностью цикла 22 года – 2 цикла солнечной активности. Взаимодействие полей в группах пятен, возможно, является причиной солнечных вспышек. В областях повышенной яркости существует лишь слабое магнитное поле. Общее магнитное поле измеряется на гелиоцентрических широтах выше  $55^\circ$ ; оно имеет «дипольный» характер, сходный с полем Земли. Однако широтное распределение может сильно измениться со временем, в эпохи максимума солнечной активности знак магнитного поля на полюсах изменяется. Напряженность поля в его отдельных структурных элементах достигает 20 Э; усредненное общее поле имеет напряженность 1–5 Э. В локальных активных областях вне пятен напряженность поля составляет несколько сотен эрстед. В целом структура солнечного магнетизма является весьма сложной и изменчивой.

Магнитное поле проникает как в хромосферу, так и в солнечную корону. Оно выносится в околосолнечное пространство «солнечным ветром» – непрерывным истечением плазмы солнечной короны в межпланетное пространство; силовые линии солнечного магнитного поля «вморожены» в истекающую плазму (см. ниже). Вращение Солнца вокруг оси влияет на радиальное движение частиц «солнечного ветра» и придает магнитным силовым линиям форму спиралей. В результате, солнечное магнитное поле далеко проникает в межпланетное пространство; на уровне орбиты Земли его напряженность находится в пределах  $2,5 \cdot 10^{-6}$ – $4 \cdot 10^{-4}$  Э. Крупномасштабная структура поля «солнечного ветра» была исследована с помощью искусственных спутников Солнца и обнаружила явно выраженный «секторный» характер: она разбивается на чередующиеся области с направлением магнитного поля к Солнцу или от него. В период низкой солнечной активности наблюдается небольшое количество сравнительно устойчивых секторов (например, 4 в течение 1,5 лет в период 1963–1964 г.г.). Напротив, при усилении активности число секторов возрастает, и их стабильность снижается. Магнитное поле, уносимое «солнечным ветром», воздействует на космические лучи в околосолнечном пространстве, вызывая вариации их интенсивности на Земле. Воздействие солнечного ветра вызывает возмущение геомагнитного поля и является причиной магнитных бурь на Земле, полярных сияний и других явлений. Истечение плазмы – «звездный» ветер – был обнаружен и у других звезд. Должны также наблюдаться и другие аналогичные магнитные явления. Роль солнечного ветра в явлениях, протекающих в околоземном пространстве, была рассмотрена выше.

Исследования с помощью космических летательных аппаратов показали, что на Луне и малых планетах магнитное поле, подобное земному, отсутствует. Только Юпитер и, возможно, Сатурн обладают значительным собственным магнетизмом; в частности, на Юпитере обнаружены явления, аналогичные

описанным выше – магнитные бури, синхронное радиоизлучение и т. п.

Взаимодействие магнитного поля с движущимся проводящим газом (или жидкостью) описывается законом магнитной гидродинамики, элементы которой были изложены выше, гл. 5. В проводящем веществе, движущемся поперек магнитных силовых линий, возникают индукционные токи, создающие поля, которые складываются с внешним («индуцирующим») полем, и образуется иное результирующее распределение поля. При большой электрической проводимости газа (плазмы) или при больших пространственных масштабах процессов это результирующее изменение поля носит характер «вмороженности» («приклеенности») силовых линий магнитного поля в движущемся веществе – они практически следуют за движением вещества. Если тонкий слой газа находится между областями двух встречных полей, то силовые линии пронизывают газ и «аннигилируют» так, что поле исчезает. Это явление непосредственно связано с описанным выше секторным характером межпланетного поля, переносимого «солнечным ветром». В свою очередь, магнитное поле оказывает влияние на характер движения плазмы, создавая «натяжение» и «упругость» силовых линий; при этом возникают силы, препятствующие движению плазмы. Все эти закономерности ввиду огромных масштабов присущи и космическим явлениям, которые изучаются особой отраслью космической физики – «космической магнитогидродинамикой». К числу этих явлений относится увлечение магнитного поля «солнечным ветром», описанное ниже. Кроме того, магнитное поле играет существенную роль в поддержании устойчивости солнечных протуберанцев – огромных облаков газа, наблюдаемых над краем Солнца; напряженность магнитного поля в этих образованиях достигает 200 Э, что позволяет поддерживать «висящие» (так называемые «спокойные») протуберанцы длиной до 20 000 км в течение нескольких месяцев. Аналогичные явления имеют место в звездах. Действие галактического магнитного поля на потоки заряженных частиц – космические лучи – приводит к появлению «синхротронного излучения» – испускания электромагнитных волн (в частности, оптического или радиоизлучения) быстрыми заряженными частицами, движущимися по искривленным (под действием магнитного поля) траекториям. Синхротронная природа космического излучения, была подтверждена наблюдениями поляризации радио- и оптического излучения многих космических объектов.

Важной проблемой, уже упоминавшейся выше, является объяснение происхождения космических магнитных полей. Эти вопросы тесно связаны с эволюцией Вселенной в целом, галактик, звезд и планетных систем. Газовые сгустки, из которых образуются небесные тела, могут обладать слабым «первичным» магнитным полем, например, вследствие диффузии электронов, под действием градиентов давления и температуры, «трения» электронов о фотонный газ («реликтовое излучение») и т. д. Затем это поле усиливается вследствие движения газа – «динамо-эффект»). Однако в настоящее время указанная проблема еще далека от окончательного решения.

## ГЛАВА 7 ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

### 7.1 Действие магнитного поля на проводник с током

Обширный круг явлений, связанных с взаимодействием магнитных полей и электрических токов, называют «электромагнетизмом». Эти явления уже давно нашли практическое применение во всех областях народного хозяйства, в научных исследованиях и в быту. Здесь мы рассмотрим лишь наиболее характерные примеры электрических машин, приборов и устройств, в основе которых лежит «электромагнетизм».

Согласно изложенному в п. 6.1, на проводник длиной  $l$  с силой тока  $I$  в однородном магнитном поле с индукцией  $B$  действует «сила Ампера»  $F = IBl$ . Если проводник не закреплен, то под действием этой силы он придет в движение, и сила Ампера будет совершать определенную работу. За некоторое время  $t$  проводник переместится на расстояние  $dx$  и работа силы Ампера будет равна  $dA = Fdx = IBldx$ . Но  $ldx = dS$  есть площадь, покрытая проводником при его движении (рис. 7.1, а),

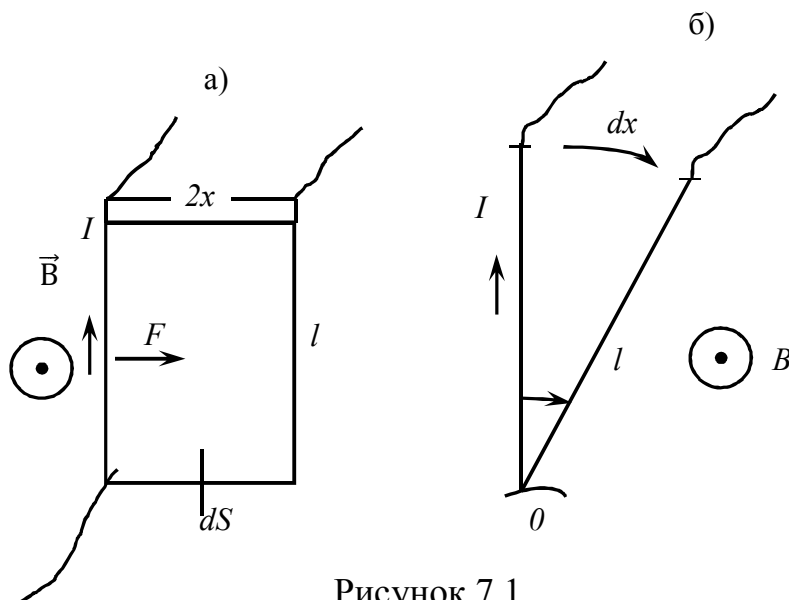


Рисунок 7.1

поэтому  $dA = IBdS$ . Заметим теперь, что  $BdS = d\Phi$  есть элементарный магнитный поток, т. е. число линий индукции, проходящих сквозь площадь, описанную движущимся проводником. Таким образом, элементарная работа перемещения проводника в магнитном поле равна

$$dA = Id\Phi. \quad (7.1)$$

Если проводник закреплен в точке 0, то он будет поворачиваться в

магнитном поле. При повороте на угол  $d\alpha$  будет покрыта площадь  $dS = \frac{1}{2} l^2 d\alpha$  (рис. 7.1, б). С другой стороны, в этом случае работа силы Ампера равна

$$dA = F \frac{dx}{2} = IBl \frac{l d\alpha}{2} = \frac{1}{2} IB l^2 d\alpha = IBdS = Id\Phi. \quad (7.2)$$

Из механики известно, что любое сложное движение тела можно представить в виде «комбинации» поступательного и вращательного движений. Таким образом, формула (7.1) справедлива при любом виде перемещения проводника с током в магнитном поле. При перемещении проводника на конечное расстояние, согласно (7.1), совершается работа

$$A = Id\Phi, \quad (7.3)$$

где  $\Phi$  — магнитный поток сквозь площадь, покрытую проводником при его

движении.

В схеме (рис. 7.1) вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  был ориентирован перпендикулярно плоскости, в которой перемещается проводник с током, т. е. по нормали к площадке  $dS$ . Если вектор  $\vec{B}$  направлен под углом к этой плоскости, то его следует разложить на 2 составляющие  $\vec{B}_n$  и  $\vec{B}_t$ , ориентированные по нормали к площадке  $dS$  и параллельно ей, соответственно. Согласно закону Ампера, сила  $F$  всегда перпендикулярна вектору индукции вызвавшего ее поля. Поэтому сила, обусловленная составляющей поля  $B_t$ , будет направлена перпендикулярно направлению перемещения проводника и будет стремиться вывести проводник из плоскости  $dS$ . Если такая возможность исключена, то работа составляющей поля  $\vec{B}_t$  будет равна нулю, и действует только нормальная составляющая  $B_n$ . Тогда  $dA = IB_n l dx = IB_n dS$ . Величина  $B_n dS$  опять-таки представляет собой магнитный поток через площадку  $dS$ , и формула (7.1) по-прежнему сохраняет свою силу, т. е. величина работы не зависит от взаимной ориентации вектора  $\vec{B}$  и плоскости перемещения проводника.

Рассмотрим теперь действие магнитного поля на помещенный в него замкнутый контур с током, который вначале представим в виде прямоугольной «рамки» с длинами ребер  $a$  и  $b$ . Если вектор  $\vec{B}$  перпендикулярен плоскости рамки, то на все 4 ребра рамки будут действовать силы, как показано схематически на рисунке 7.2, а.

Эти силы стремятся вызвать деформацию контура; если этот контур «жесткий», то работа сил будет равна нулю. При перемещении контура внешними силами работа также будет равна нулю – контур находится в состоянии «безразличного равновесия».

Если же контур может деформироваться, например, так, как показано на рисунке 7.2, б, то нетрудно показать, что работа сил поля будет равна

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (7.4)$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  – магнитный поток сквозь площадь, ограничиваемую контуром до и после деформации, соответственно. Аналогичная формула определяет работу произвольного деформируемого контура с током в магнитном поле, в этом случае  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  будут соответствовать магнитному потоку сквозь ограниченную им площадь до и после перемещения.

Рассмотрим теперь рамку с током, помещенную в магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ , образующей угол  $\alpha$  с нормалью  $\vec{n}$  плоскости рамки (рис. 7.3, а). Силы, действующие на ребра с длиной  $a$ , лежащие в плоскости чертежа, направлены перпендикулярно ребрам и стремятся деформировать рамку, как в случае, представленном на рисунке 7.2, а. На ребре с длиной  $b$ ,

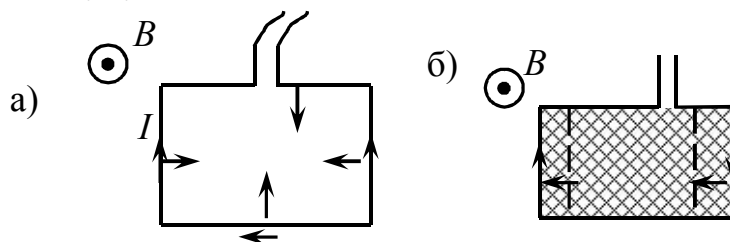


Рисунок 7.2

ориентированные перпендикулярно плоскости чертежа, действует пара сил  $F$ , каждая из которых, согласно закону Ампера, равна  $IbB$ . Эти силы стремятся

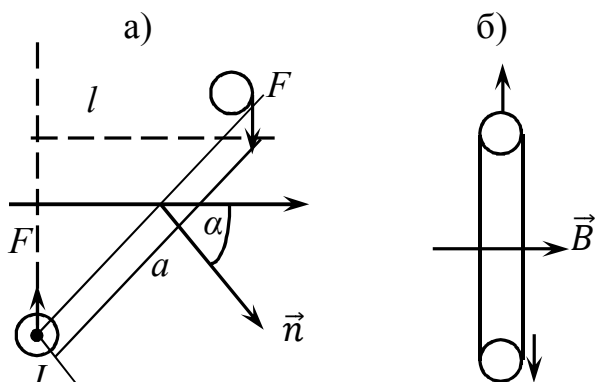


Рисунок 7.3

повернуть рамку так, чтобы она, в конечном счете, заняла положение, показанное на рисунке 7.3, б (соответствующее рисунку 7.2, а). Пара сил создает, таким образом, вращающий момент, который, как известно из механики, равен  $M = Fl = Fasin\alpha$ , или  $M = IBbasin\alpha$ . Заметим, что  $ba = S$  есть площадь рамки, а величина  $IS = P_m$  определяет величину магнитного

момента контура с током, причем вектор направлен по нормали к плоскости рамки  $n$ . Таким образом, момент сил  $F$  равен

$$M = P_m B \sin\alpha, \quad (7.5)$$

или в векторной форме:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}]. \quad (7.6)$$

Формулу (7.6) можно обобщить на случай произвольной формы контура с током. Действительно, такой контур можно представить как совокупность прямоугольных рамок, в которых течет ток в том же направлении, что и в рассматриваемом контуре (рис.7.4). На каждую из этих рамок действует момент пары сил  $M_k = IB \sin\alpha S_k$ , причем направления векторов  $\vec{M}_k$  одинаковы. Полный момент, действующий на весь составленный из рамок виток, равен  $M = \sum M_k = IB \sin\alpha \sum S_k$ . В пределе бесконечной малой высоты рамок  $\sum S_k$  стремится к площади  $S$ , ограниченной витком, и вновь получается формула (7.6).

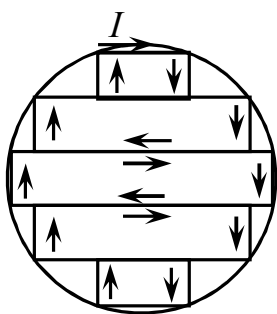


Рисунок 7.4

До сих пор рассматривалось действие однородного магнитного поля на контур с током. Если контур недеформируемый, то это действие сводится к повороту контура без поступательного перемещения. Если же поле неоднородно, то возникает также и дополнительное смещение витка под действием магнитных «пондеромоторных» (т. е. движущих) сил тела. Это можно пояснить с помощью рисунка 7.5. Пусть магнитное поле усиливается при переходе от области 1 к области 2. Это означает, что магнитные силовые линии (линии индукции) сгущаются в этом же направлении, т. е. направлены друг к другу, в отличие от случая однородного поля (примером такого сгущения являются области вблизи

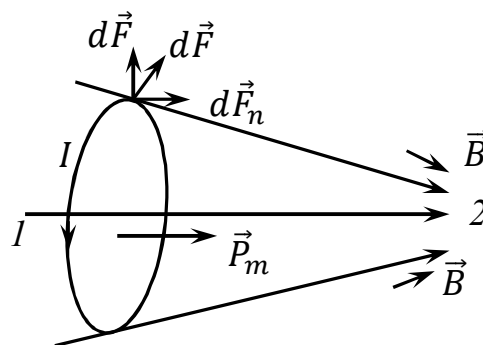


Рисунок 7.5

полюсов постоянного магнита, о чем уже упоминалось выше). Поэтому силы  $d\vec{F}$ , действующие на элементы витка с током, уже не перпендикулярны плоскости витка и могут быть разложены на составляющие, параллельную  $d\vec{F}_t$  и перпендикулярную  $d\vec{F}_n$  плоскости витка. Составляющие  $d\vec{F}_t$  по-прежнему стремятся вызвать деформацию витка. Составляющие  $d\vec{F}_n$  складываются, образуя силу, «втягивающую» виток в область более сильного поля, если магнитный момент витка  $\vec{P}_m$  параллелен вектору магнитной индукции  $\vec{B}$  (как в случае, показанном на рисунке 7.6), и выталкивающую виток из области сильного поля в противоположном случае.

В общем случае, неоднородного магнитного поля с вектором индукции  $\vec{B}$  ориентированным под углом к плоскости помещенного в поле витка с током, на виток действует пара сил, стремящаяся повернуть виток, и сила, вызывающая поступательное движение витка, так что результирующая движения витка носит сложный характер.

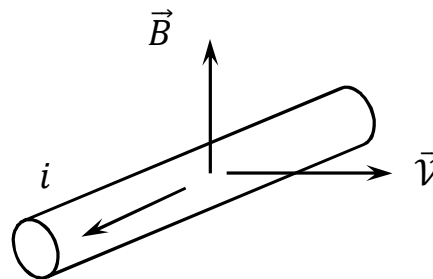


Рисунок 7.6

Действие механических сил на проводник с током в магнитном поле лежит в основе многих электрических машин и измерительных приборов, ряд примеров будет рассмотрен ниже.

## 7.2 Явление электромагнитной индукции

В гл. 6 было описано явление возникновения магнитного поля вокруг проводника с электрическим током, свидетельствующее о глубокой связи между электрическими и магнитными полями. Эта связь оказывается «двусторонней»: магнитное поле также способно порождать электрическое. Об этом свидетельствует явление электромагнитной индукции: при пересечении проводником магнитных силовых линий в нем возникает ЭДС индукции, если проводник входит в замкнутый контур, то в нем появляется индукционный ток.

Пересечение проводником магнитных силовых линий может быть создано многими различными способами. Например, если внести магнитный сердечник в катушку, то в момент вдвигания гальванометр, подсоединенный к концам катушки, обнаруживает протекание тока, то же будет наблюдаться при выдвигании сердечника, причем направление тока изменится на противоположное. При неподвижном сердечнике ток в цепи катушки не возникает при любом, сколь угодно сильном намагничивании сердечника. Можно заменить магнит второй катушкой, подключенной к источнику тока. При надвигании одной катушки на другую гальванометр покажет импульс тока в цепи катушки, не соединенной с источником. При изменении направления движения катушки изменяется и направление тока. Можно также передвигать прямой проводник между полюсами постоянного магнита или относительно



катушки с током, и в этом случае в цепи проводника появляется индукционный ток. Можно, наконец, вообще не двигать катушки, и изменять силу тока и, следовательно, магнитное поле в одной из них; при этом появляется индукционный ток во второй катушке, помещенной вблизи первой. В этом случае пересечение силовых линий обусловлено изменением их «густоты» в результате изменения индукции магнитного поля в катушке. Во всех этих случаях причиной появления ЭДС индукции и индукционного поля в проводнике является изменение магнитного потока  $\Phi$  через контур с током, поскольку он определяется числом силовых линий, пронизывающих контур в направлении, перпендикулярном вектору  $\vec{B}$ . Таким образом, явление электромагнитной индукции свидетельствует о том, что изменение магнитного поля порождает электрическое поле.

Опытным путем было установлено, что величина возникающей ЭДС индукции и сила индукционного тока пропорциональны скорости изменения магнитного потока через проводящий контур, т. е. скорости вдвигания или выдвигания магнита, относительной скорости перемещения катушек, скорости движения проводника в магнитном поле, скорости изменения тока в катушке и т. д. Направление индукционного тока определяется правилом Ленца: индукционный ток направлен таким образом, чтобы своим магнитным полем препятствовать изменению внешнего магнитного потока, которое вызвало этот ток. Например, в одном из описанных выше опытов при увеличении тока в одной из катушек в другой, помещенной вблизи, катушке возникает индукционный ток противоположного направления, магнитное поле которого ослабляет нарастающий магнитный поток от первой катушки. Напротив, при уменьшении тока в первой катушке во второй катушке возникает одинаково направленный индукционный ток. Аналогичным образом обстоит дело во всех остальных случаях. В случае движения проводника, пересекающего магнитные силовые линии, направление индукционного тока быстро определяется с помощью «правила правой руки»: если расположить правую руку так, чтобы магнитные силовые линии входили в ладонь, а отставленный большой палец указывал направление движения проводника, то остальные вытянутые пальцы покажут направление индукционного тока. Это правило легко проверить на примере рисунка 7.6.

Величина ЭДС электромагнитной индукции и ее «знак» (т. е. направление индукционного тока) могут быть найдены, исходя из закона сохранения энергии. По существу, правило Ленца является частным случаем более общего термодинамического принципа Ле – Шателье – Брауна, уже упоминавшегося в т. I курса: система, выведенная из состояния равновесия, изменяет его в сторону ослабления внешнего воздействия. Действительно, индукционный ток, как и всякий электрический ток, производит определенную работу, которая, в свою очередь, совершается за счет внешних сил, вызвавших этот ток. Поэтому взаимодействие индукционного тока с внешним магнитным полем, вызывает появление сил, препятствующих изменению поля (в частности, в случае

движения проводника).

Для иллюстрации необходимости ЭДС индукции в движущемся в магнитном поле проводнике можно воспользоваться следующим вспомогательным рассуждением. Пусть проводник включен в цепь источника тока с ЭДС  $\varepsilon$  и пренебрежимо малым внутренним сопротивлением. За время  $dt$  сторонние силы в источнике совершают работу  $I\varepsilon dt$ ; согласно закону сохранения энергии, эта работа расходуется на выделение в проводнике количества теплоты  $I^2 R dt$ :

$$I\varepsilon dt = I^2 R dt. \quad (7.7)$$

Сокращая на  $I dt$ , получим:  $\varepsilon = IR$ ; это – известный закон Ома для замкнутой цепи. Поместим теперь эту электрическую цепь в однородное магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ . Теперь проводник перемещается, и сила Ампера за время  $dt$  совершит работу  $I d\Phi$ , как было показано выше. Закон сохранения энергии принимает вид:

$$I\varepsilon dt = I^2 R dt + I d\Phi. \quad (7.8)$$

Разделив почленно это уравнение на  $dt$  и решая его относительно  $I$ , получим:

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_i}{R}, \quad (7.9)$$

где

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (7.10)$$

Это означает, что в цепи появилась дополнительная ЭДС, которая определяется формулой (7.10) – ЭДС индукции. Поскольку  $\varepsilon_i$  не зависит от  $\varepsilon$ , то ясно, что такая же ЭДС возникает в проводнике, движущемся в магнитном поле, и при отсутствии ЭДС  $\varepsilon$ , которая была введена лишь для исключения тривиального решения уравнения (7.8)  $I = 0$ . Формула (7.10) выражает закон Фарадея для электромагнитной индукции, словесно сформулированной выше; знак минус соответствует правилу Ленца для направления индукционного тока.

Появление ЭДС индукции в рассматриваемом случае можно наглядно пояснить, используя введенное понятие силы Лоренца, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле. Рассмотрим отрезок проводника, перемещающийся со скоростью  $\vec{V}$  в магнитном поле  $\vec{B}$  (рис. 7.7). В проводнике имеются свободные электрические заряды в равном количестве, расположенные в его объеме беспорядочно, так что в целом проводник электрически нейтрален, и на его концах нет разности потенциалов. Однако, в результате движения проводника все заряды также перемещаются в магнитном поле с некоторой скоростью («конвекционный ток» в пространстве), и на них действует сила Лоренца  $F = q[\vec{V}\vec{B}]$ . Направление сил, действующих на положительные и отрицательные заряды, указано на рисунке 7.7. В результате свободные заряды смещаются и накапливаются на концах проводника, между которыми возникает разность потенциалов. Поскольку она создана сторонними

силами (в данном случае – магнитными), то она представляет собой некоторую электродвижущую силу – ЭДС индукции.

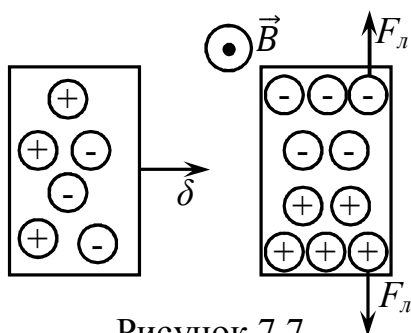


Рисунок 7.7

С помощью формулы (7.8) можно производить конкретные расчеты ЭДС индукции, возникающей в движущемся проводнике в различных условиях. Если прямой проводник длиной  $l$  движется в магнитном поле  $B$  со скоростью  $v$ , то величина  $d\Phi$  представляет собой поток сквозь площадь, покрытую проводником за время  $dt$ ; эта площадь равна  $lvdt$ . Поэтому поток равен  $d\Phi = Blvdt$ , и формула (7.10) для ЭДС индукции дает:

$$\varepsilon = -Blv. \quad (7.11)$$

Пусть проводник вращается в однородном магнитном поле с постоянной угловой скоростью  $\omega$  (рис. 7.8). Пользуясь схемой (рис. 7.7), нетрудно проверить, что, в рассматриваемом случае, более высокий потенциал будет на оси вращения 0, где будут положительные заряды. Отметим, что если проводник замкнуть, то в цепи потечет индукционный ток в направлении, показанном на рисунке 7.8, т. е. во вращающемся проводнике он будет течь «от минуса к плюсу» как в любом источнике сторонних сил. При повороте на угол  $\alpha$  проводник покрывает площадь  $S = \frac{1}{2}l \cdot l\alpha$  ( $l$  –

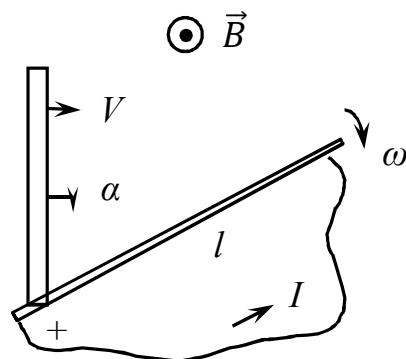


Рисунок 7.8

длина проводника), и магнитный поток через эту площадь равен  $\Phi = B \frac{1}{2}l^2\alpha$ . Поэтому ЭДС индукции равна

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{2}Bl^2 \frac{d\alpha}{dt} = -\frac{1}{2}Bl^2\omega. \quad (7.12)$$

Отметим, что если задана напряженность поля  $H$  вместо  $B$ , и движение проводника происходит в «немагнитной» среде, например, в воздухе (как указывалось выше, магнитная проницаемость диа- и парамагнетиков очень мало отличается от 1), то следует воспользоваться соотношением  $B = \mu_0 H$ .

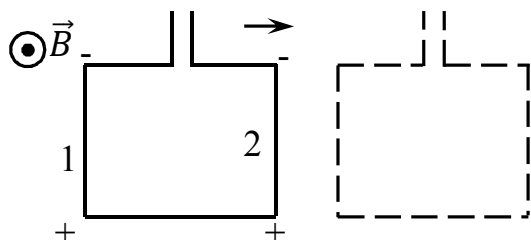


Рисунок 7.9

Рассмотрим теперь движение замкнутого проводящего витка в магнитном поле. Если виток движется поступательно, т. е. не изменяет своего положения относительно силовых линий магнитного поля (рис. 7.9), то ЭДС индукции и индукционный ток в витке не возникают. Это прямо следует из формулы

(7.10) поскольку магнитный поток сквозь площадь, ограниченную витком, в этом случае не изменяется. Согласно схеме рис. 7.7, на участках контура 1 и 2

возникают равные и противоположно направленные ЭДС, так что результирующая ЭДС индукции в контуре оказывается равной нулю.

Если виток вращается в магнитном поле (рис. 7.10), то магнитный поток сквозь ограниченную им площадь изменяется со временем. При повороте вектора нормали к площади витка  $\vec{n}$  относительно вектора индукции  $\vec{B}$  на угол  $\alpha$  магнитный поток сквозь эту площадь равен

$$\Phi = BS \cos \alpha = \Phi_0 \cos \alpha, \quad (7.13)$$

где  $\Phi_0$  – максимальное значение потока при  $\alpha = 0$ . Тогда в витке возникнет ЭДС индукции  $\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\Phi_0 \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt}$ . В частности, если виток вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega$ , то  $\alpha = \omega t + \alpha_0$  ( $\alpha_0$  – начальный угол поворота при  $t = 0$ ), и ЭДС в витке равно

$$\varepsilon_i = -\Phi_0 \omega \sin(\omega t + \alpha_0) = -\varepsilon_0 \sin(\omega t + \alpha_0). \quad (7.14)$$

Таким образом, в этом случае в витке возникает переменная синусоидальная ЭДС и переменный индукционный ток. На этом основано действие генераторов переменного тока и других электрических машин (см. ниже).

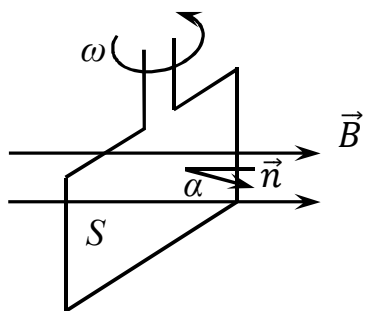


Рисунок 7.10

Явление электромагнитной индукции лежит, в частности, в основе действия ряда приборов и устройств, предназначенных для измерения напряженности магнитного поля. К таким приборам относится флюксметр, представляющий собой небольшую плоскую проволочную катушку, к выводам которой подсоединен баллистический гальванометр, измеряющий электрический заряд  $q$ , протекающий в цепи за определенный промежуток времени (действие баллистического гальванометра подробно изучается в курсе общей физики). Малый размер катушки (диаметр не более 1 см) позволяет измерять напряженности в малых участках неоднородного магнитного поля. При введении катушки в исследуемое поле ее пронизывает магнитный поток  $\Phi$ . При быстром исчезновении магнитного потока (этого можно достигнуть, удаляя катушку из поля или поворачивая ее вокруг диаметра, так что угол  $(\vec{n}, \vec{B})$  становится равным  $90^\circ$ ) через катушку проходит индукционный ток  $I = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt}$ . За все время изменения магнитного поля от  $\Phi$  до 0 через гальванометр проходит заряд

$$q = -\frac{1}{R} \int_{\Phi}^0 \frac{d\Phi}{dt} dt = \frac{\Phi}{R} \quad (7.15)$$

или

$$q = \frac{BSn}{R} = \frac{\mu_0 S n}{R} H = AH, \quad (7.16)$$

где  $S$  – площадь катушки,  $n$  – число витков,  $R$  – сопротивление катушки,

$A = \frac{\mu_0 S n}{R}$  – постоянная, обычно определяемая путем градуировки флюксметра. По показанию гальванометра  $q$  можно затем вычислить напряженность поля  $H$  в весьма широких пределах изменения этой величины. Существуют и другие методы измерения магнитных полей; один из них основан на увеличении сопротивления висмутовой проволоки примерно на 5 % при увеличении магнитного поля, в которое помещена проволока, примерно на 80 кА/м. Измеряя сопротивление висмутовой спирали с помощью мостовой схемы, можно вычислить напряженность исследуемого поля; этот прибор, также как и флюксметр, подлежит предварительной градуировке.

Согласно закону электромагнитной индукции, ЭДС индукции возникает при любом изменении магнитного потока сквозь проводящий контур. Однако магнитный поток может быть создан не только внешним полем, но и током, протекающим через сам контур. Поэтому при изменении тока в любом проводнике в нем возникает ЭДС индукции, которая, согласно правилу Ленца, противодействует изменению тока в контуре. Это явление называют «самоиндукцией», а возникающая ЭДС – «ЭДС самоиндукции». Магнитный поток, пронизывающий контур с током, зависит от индукции поля и площади контура; поэтому явление самоиндукции проявляется в катушках с большим числом витков и значительной площадью каждого витка. Поскольку индукция поля всегда пропорциональна силе тока, создающего поле, то можно положить, что поток, пронизывающий контур с током, равен

$$\Phi = LI, \quad (7.17)$$

где  $L$  – коэффициент пропорциональности, называемый «индуктивностью» контура. В системе СИ величина  $L$  выражается в Генри (Гн) согласно определению (7.17),  $1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб/А}$ . Используются также более мелкие единицы – миллигенри (мГн) и микрогенри (мкГн);  $1 \text{ мГн} = 10^{-3} \text{ Гн}$ ,  $1 \text{ мкГн} = 10^{-6} \text{ Гн}$ . Индуктивность контура зависит от его геометрии и магнитных свойств среды (см. ниже).

Согласно общей формуле, ЭДС самоиндукции определяется выражением

$$\varepsilon_c = - \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (7.18)$$

Величина ЭДС определяется, следовательно, скоростью изменения тока в контуре.

Рассмотрим практические примеры расчета индуктивности. Возьмем длинную катушку «соленоид» ( $l \gg D$ ) с числом витков  $N$ ; напряженность однородного поля внутри такой катушки определяется полученным выше, в гл. 6, выражением:  $H = \frac{N}{l} I = nI$ , где  $n$  – число плотно уложенных витков катушки на единицу ее длины. Соответственно индукция поля определяется как  $B = \mu \mu_0 H = \mu \mu_0 n I$ , где  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость вещества внутри катушки. Как уже указывалось выше, в технике применяют катушки с железным сердечником ( $\mu \sim 10^3 \div 10^5$ ), что позволяет резко увеличить индукцию поля в соленоиде. Магнитный поток через 1 виток соленоида равен  $BS$ , а через все  $N = nl$  витков

$$\Phi = \mu\mu_0 n l \cdot n S = \mu\mu_0 n^2 l S. \quad (7.19)$$

Отсюда следует, что индуктивность соленоида выражается формулой:

$$L = \mu\mu_0 n^2 l S. \quad (7.20)$$

Из этой формулы, в частности, видно, что в системе СИ магнитная постоянная выражается в Гн/м ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м), о чем уже упоминалось выше.

В различных областях электротехники используется элемент цепи – «двухпроводная линия», состоящая из двух длинных прямых взаимно параллельных проводов, диаметром  $d = 2r$  с некоторым расстоянием  $a$  между их осями. Для вычисления индуктивности такой линии необходимо рассчитать магнитный поток сквозь площадь, ограниченную осями проводов, на некотором участке линии длиной  $l$  (рис. 7.11). В силу симметрии задачи достаточно

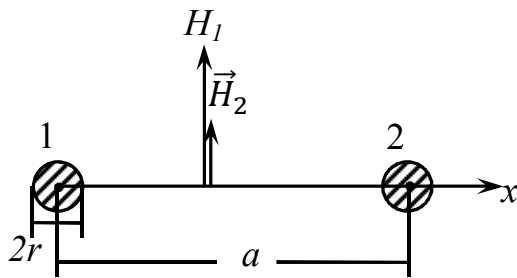


Рисунок 7.11

вычислить магнитный поток  $\Phi_l$ , создаваемый одним проводом 1, и удвоить полученный результат. В свою очередь, поток складывается из потока, созданного внутри ( $\Phi'_1$ ) и вне ( $\Phi''_1$ ) провода в области  $0 \leq x \leq a$ . Для вычисления этих составляющих потока определим напряженность поля внутри и вне провода. Для этой цели можно использовать теорему о циркуляции напряженности

магнитного поля, приведенную в гл. 6:  $\oint H dl = I$ . Выберем вначале «контур обхода тока» в виде окружности с радиусом  $x > r$ . Согласно указанной теореме, можно написать:  $2\pi x H'' = I$ , откуда  $H'' = \frac{I}{2\pi x}$ . Это выражение определяет напряженность поля вне провода. Для вычисления  $H'$  внутри провода следует выбрать контур обхода в виде окружности радиуса  $x < r$ . В этом случае  $2\pi x H' = I = \pi x^2 j$ , где  $j = \frac{I}{\pi r^2}$  – плотность тока в проводе. Отсюда находим:  $H' = \frac{xj}{2} = \frac{I}{2\pi r^2} x$ . Теперь можно вычислить составляющие магнитного потока  $\Phi'_1$  и  $\Phi''_1$ :

$$\begin{aligned} \Phi'_1 &= \mu_0 \frac{I}{2\pi r^2} l \int_0^r x dx = \mu_0 \frac{I l}{4\pi}, \\ \Phi''_1 &= \mu_0 \frac{I}{2\pi} l \int_r^a \frac{dx}{x} = \mu_0 \frac{I l}{2\pi} \ln \frac{a}{r}. \end{aligned} \quad (7.21)$$

Поскольку токи в проводах направлены навстречу друг другу, то направления создаваемых ими полей совпадают, как показано на рис. 7.11. Поэтому полный поток, созданный обоими проводами, определяется по формуле:

$$\Phi = 2\left(\Phi_1' + \Phi_1''\right) = \frac{\mu_0}{\pi} \Pi\left(\frac{1}{2} + \ln \frac{a}{r}\right). \quad (7.22)$$

Отсюда индуктивность линии получается равной

$$L = \frac{\mu_0}{\pi} \ln\left(\frac{1}{2} + \ln \frac{a}{r}\right). \quad (7.23)$$

На практике обычно  $r \ll a$ , и приближенно можно написать

$$L \cong \frac{\mu_0}{\pi} \ln \frac{a}{r}. \quad (7.24)$$

В других случаях расчет индуктивности может принять еще более сложный характер.

Явление самоиндукции вызывает появление так называемых «электротоков замыкания и размыкания» в электрических цепях, с этим явлением приходится считаться на практике, особенно в коммутационной технике. При выключении тока в цепи, содержащей элемент с большой индуктивностью, ЭДС самоиндукции согласно правилу Ленца стремится поддержать убывающий ток, поэтому после размыкания цепи ключом в ней некоторое время продолжает течь «электроток размыкания». Аналогичным образом, после замыкания цепи ЭДС самоиндукции препятствует нарастанию тока, вызывая «встречный» электроток замыкания, в результате чего «стационарная» сила тока устанавливается лишь за определенное время. При больших значениях индуктивности величина электротока может стать значительной, что приводит к преждевременному износу контактов коммутационного элемента и другим нежелательным явлениям в цепи. Особенно опасен электроток размыкания, поскольку он практически полностью «погашается» цепью, не ответвляясь в питающую сеть. Электротоки являются типичным примером «переходных процессов» в электрических цепях.

Для количественного описания этих явлений рассмотрим простейшую цепь, содержащую омическое сопротивление  $R$  и индуктивность  $L$ , в которой в начальный момент  $t = 0$  течет ток  $I = I_0$ . Разомкнем цепь в этот момент; тогда ток начнет уменьшаться, и в цепи появится ЭДС самоиндукции  $\varepsilon_c = -L \frac{dI}{dt}$ , равная падению напряжения на сопротивлении  $R$ :

$$-L \frac{dI}{dt} = IR. \quad (7.25)$$

Решение этого уравнения при указанном начальном условии имеет вид:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{R}{L}t\right). \quad (7.26)$$

Сила тока в цепи убывает по экспоненциальному закону, причем роль характерной «постоянной времени» играет величина  $\tau = \frac{L}{R}$ . За время  $3\tau$  величина  $I$  падает до 5 % от первоначального значения.

Пусть в эту цепь включается источник ЭДС  $\varepsilon$  в момент  $t=0$ . Тогда вместо (7.25) следует написать:

$$\varepsilon - L \frac{dI}{dt} = RI. \quad (7.27)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$I = \frac{\varepsilon}{R} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R}{L}t\right) \right]. \quad (7.28)$$

Общий вид решений (7.26) и (7.27) представлен на рисунке 7.12. Вычислим теперь работу, совершаемую ЭДС самоиндукции за все время уменьшения тока в разомкнутой в момент  $t=0$  цепи

$$A = \int_0^{\infty} I \varepsilon_c dt = - \int_0^{\infty} IL \frac{dI}{dt} dt = - \int_{I_0}^0 LI dI = \frac{LI_0^2}{2}. \quad (7.29)$$

Вся эта работа совершается за счет энергии магнитного поля в катушке индуктивности, напряженность которого за время убывания тока спадала от  $nH$  до нуля. Таким образом, в катушке с индуктивностью  $L$  при протекании тока  $I$  сосредоточена «магнитная» энергия, равная

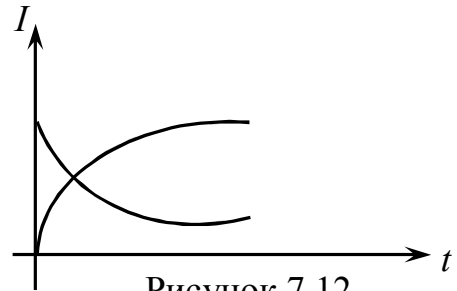


Рисунок 7.12

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (7.30)$$

Учтем теперь, что индуктивность катушки определяется формулой (7.20). Подставляя ее в (7.22) и замечая, что  $lS = V$  есть объем катушки, получим

$$W = \frac{1}{2} \mu \mu_0 (nI)^2 V = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 V. \quad (7.31)$$

Таким образом, в единице объема магнитного поля сосредоточена энергия

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2. \quad (7.32)$$

Этот результат обобщается на случай неоднородного магнитного поля, созданного любым источником тока. Учитывая соотношение  $B = \mu \mu_0 H$ , формулу для объемной плотности магнитного поля можно представить в трех различных видах

$$w = \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu \mu_0} = \frac{1}{2} BH. \quad (7.33)$$

Как уже указывалось выше, ЭДС индукции в контуре (катушке) может быть «наведена» изменением магнитного поля в другом, расположенном по близости контуре (катушке). Это явление называется «взаимной индукцией». Близкое расположение означает, что некоторая часть магнитного потока первого контура, называемая «потокосцеплением», проходит через второй контур (рис. 7.13). Разумеется, если во втором контуре также течет ток, то часть его магнитного потока проходит через первый контур, т. е. магнитная связь всегда является «взаимной». Поэтому потокосцепление между контурами определяется двумя величинами  $\Phi_{12}$  и  $\Phi_{21}$ , причем для них имеют место



соотношения, аналогичные (7.17)

$$\Phi_{12} = L_{12}I_1, \quad \Phi_{21} = L_{21}I_2. \quad (7.34)$$

Величины  $L_{12}$  и  $L_{21}$  называются коэффициентами взаимной индукции. Можно показать, что для любых двух контуров

$$L_{12} = L_{21}. \quad (7.35)$$

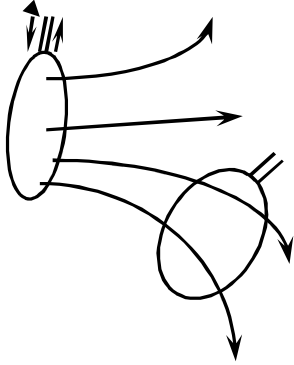


Рисунок 7.13

При изменении тока в одном из контуров в другом появляется ЭДС взаимной индукции. Согласно общей формуле (7.10), для этих ЭДС можно написать выражения:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt}, \\ \varepsilon_2 &= -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt}. \end{aligned} \quad (7.36)$$

Коэффициент взаимной индукции зависит от геометрического расположения контуров и магнитных свойств среды. В некоторых случаях он может быть вычислен сравнительно просто. Например, в случае двух тороидальных катушек, намотанных вплотную на общий магнитный сердечник, весь магнитный поток, создаваемый одной из катушек, полностью проходит и через другую. Напряженность поля, созданного катушкой 1 с числом витков  $N_1$  и длиной  $l$ , равна  $H_1 = \frac{N_1}{l}I_1$ , а магнитный поток через один виток катушки 2 будет равен  $\mu\mu_0 H_1 S$  (величина  $S$  и длина  $l$  для обеих катушек считаются одинаковыми). Через все  $N_2$  витков второй катушки магнитный поток будет равен

$$\Phi_{12} = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S I_1. \quad (7.37)$$

Отсюда для коэффициента взаимной индукции имеем

$$L_{12} = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S = \mu\mu_0 n_1 n_2 l S. \quad (7.38)$$

Аналогичное выражение может быть получено и для величины  $L_{21}$ , в соответствии с формулой (7.35).

Энергия магнитного поля  $W$ , созданного двумя катушками, равна  $\frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 S l$ . Напряженность суммарного поля  $H = H_1 \pm H_2$ , где знак зависит от того, одинаковы или противоположны направления токов в катушках. Поэтому можно написать

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 \frac{S}{l} [(N_1 I_1)^2 \pm 2(N_1 I_1)(N_2 I_2) + (N_2 I_2)^2] \quad (7.39)$$

или, используя выражение для индуктивностей катушек  $L_1$  и  $L_2$  и коэффициента взаимной индукции  $L_{12}$

$$W = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 \pm L_{12} I_1 I_2. \quad (7.40)$$

Таким образом, энергия магнитного поля, созданного обоими контурами (катушками), отличается от суммы энергий каждого контура в отдельности на

величину взаимной энергии двух токов

$$W_{12} = W_{21} = \pm L_{21}I_1I_2 = \pm L_{12}I_1I_2. \quad (7.41)$$

Этот результат можно обобщить на случай контуров произвольной формы. Физическая причина наличия «взаимной» энергии  $W_{12}$  заключается в том, что напряженности полей складываются согласно принципу суперпозиции, а энергия магнитного поля пропорциональна квадрату напряженности суммарного поля, не равному сумме квадратов напряженностей складываемых полей. Работа по преодолению ЭДС самоиндукции при нарастании тока в первом контуре до значения  $I_1$  равна  $\frac{1}{2}L_1I_1^2$ , если контур уединен, и  $\frac{1}{2}L_1I_1^2 \pm \frac{1}{2}L_{12}I_1I_2$ , если имеется второй контур с током; аналогичным образом обстоит дело для контура 2.

Переходим теперь к рассмотрению технического использования электромагнетизма. Ввиду огромного количества практических приложений описанных выше физических законов мы можем, разумеется, рассмотреть лишь наиболее характерные примеры. Мы остановимся несколько подробнее на устройстве электроизмерительных приборов, в основе действия которых лежит взаимодействие токов и магнитов, а также электрических токов. Затем будут рассмотрены основные принципы создания электрических машин-генераторов и электродвигателей постоянного и переменного тока. Наконец, в заключение, мы рассмотрим некоторые особенности работы электрических приборов и устройств на высоких и сверхвысоких частотах, когда явление электромагнитной индукции проявляется в специфической форме скин-эффекта и «индукционного нагрева» проводников. Всем этим вопросам посвящена обширная специальная литература.

### 7.3 Электроизмерительные приборы

Типичным применением законов электромагнетизма является устройство различных приборов, предназначенных для измерения электрических величин – силы тока, разности потенциалов, электрической мощности, электроэнергии и т. д. Эти приборы применяются, по существу, во всех областях народного хозяйства и чрезвычайно многообразны по конструктивному исполнению, способу измерения и его точности. Различают «аналоговые» приборы, в которых отсчет измеряемой величины осуществляется по шкале, и «цифровые» приборы, в которых отсчет ведется по цифровому отсчетному устройству. «Показывающие» измерительные приборы предназначены для визуального снятия показаний; «регистрирующие» приборы фиксируют показания, обычно на бумаге (при этом «самопишущие» приборы осуществляют запись показаний на диаграммной бумаге, а «печатающие» – воспроизводят результаты измерений в численной форме на бумаге). Измерительные приборы «прямого действия», например, амперметры, осуществляют определение значения измеряемой величины без сравнения с другими величинами, в то время как «приборы сравнения», например, измерительный потенциометр, осуществляют

количественное сопоставление измеряемой величины с одноименной, воспроизводимой тем или иным способом, величиной – «мерой» или «эталоном». Существуют также «интегрирующие» измерительные приборы, в которых входная величина интегрируется по времени (например, электросчетчик) и «суммирующие» приборы, в которых несколько величин подводится по различным входным каналам (например, суммирующие ваттметры). Выбор прибора того или иного типа определяется его назначением.

Рассмотрим некоторые основные системы электроизмерительных приборов, в основе действия которых лежит взаимодействие тока и магнитного поля. Весьма распространенными являются приборы «магнитоэлектрической» системы, в которых измерение тока осуществляется по перемещению подвижной части прибора, возникающему в результате взаимодействия тока с магнитным полем. Обычно используются приборы с внешним магнитом, в которых магнитная цепь состоит из постоянного магнита, изготовленного из магнито-жесткого материала (хромистая сталь, сплавы типа «ални», «алнико» и др.), магнитопровода и полюсных наконечников из магнито-мягкой стали, между которыми расположен цилиндрический магнитный сердечник. В зазоре между полюсными наконечниками и сердечником существует магнитное поле с индукцией до 0,3 Тл (в зависимости от материала и конструкции магнита). В этом зазоре помещена легкая подвижная рамка, представляющая собой алюминиевый каркас, на котором имеется обмотка из медной или алюминиевой проволоки (диаметром не более 0,1 мм). Рамка устанавливается на опорах («подпятниках») или закрепляется на растяжках – тонких полосках из упругого немагнитного материала (обычно фосфористой бронзы); концы растяжек закрепляются на пружинящих опорах – «рессорах». Закрепление рамки на растяжках повышает чувствительность прибора; дополнительное повышение чувствительности может быть достигнуто путем подвешивания «бескаркасных» рамок на нити из фосфорной бронзы (это осуществляется в гальванометрах рассматриваемой системы – см. ниже). Отсчет может осуществляться с помощью стрелочного указателя или светового «зайчика», который образуется при отражении светового луча от зеркала, укрепленного на подвижной части прибора, и перемещается по отдельной шкале при повороте рамки. Эта система «зайчика и шкалы» особенно часто применяется в гальванометрах, поскольку путем увеличения длины отраженного луча (например, с помощью промежуточных зеркал) можно существенно повысить чувствительность прибора. Кроме того, при световом методе отсчета исключается «ошибка параллакса», наличие которой характерно для стрелочных приборов вообще: видимое положение стрелки относительно делений шкалы зависит от направления луча зрения. Исключение параллакса всегда обеспечивает существенное повышение точности отсчета.

Приборы магнитоэлектрической системы работают только на постоянном токе и измеряют силу тока – амперметры. Превращение амперметра в вольтметр достигается включением последовательно с прибором добавочного сопротивления, как показано на рисунке 7.14. При протекании через обмотку

постоянного тока  $I$  в результате его взаимодействия с однородным радиальным полем в зазоре  $B$  возникает вращающий момент

$$M = IBSw, \quad (7.42)$$

где  $S$  – площадь рамки,  $w$  – число витков обмотки. Под действием этого момента рамка поворачивается до тех пор, пока не установится равновесие между величиной  $M$  и противодействующим моментом

$$M_{\text{пр}} = k\alpha, \quad (7.43)$$

где  $\alpha$  – угол поворота рамки,  $k$  – константа, которая определяется конструкцией крепления рамки (спиральных пружин или растяжек). В этом положении  $M = M_{\text{пр}}$ , откуда следует, что показание шкалы прибора

$$\alpha = \frac{BSw}{k} I = SI \quad (S = \text{const}). \quad (7.44)$$

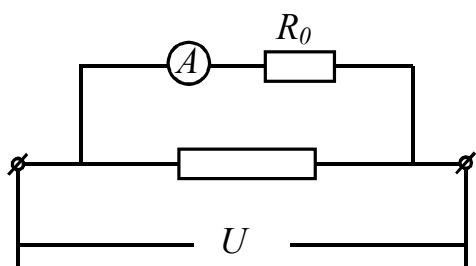


Рисунок 7.14

Успокоение рамки в равновесном положении достигается благодаря токам, индуцированным в алюминиевой рамке, а также в обмотке, замкнутой на внешнее сопротивление. Поскольку  $\alpha \sim I$ , то шкала магнитоэлектрических приборов является равномерной; это одно из основных достоинств рассматриваемой измерительной системы.

При регулировке прибора с целью установления требуемых пределов измерений используют «магнитный шунт» – стальную пластинку, частично перекрывающую полюсные наконечники. При передвижении шунта изменяется величина ответвляемого в нее магнитного потока и индукция магнитного поля в зазоре, а, следовательно, и угол отклонения рамки. Обмотка рамки может выдерживать лишь сравнительно небольшие токи (не более нескольких мА); поэтому в приборах этой системы широко используют шунты и добавочные сопротивления как встроенные в прибор, так и наружные. Известно, что шунт с сопротивлением  $R_{\text{ш}} = \frac{R_A}{n-1}$  ( $R_A$  – сопротивление обмотки рамки амперметра) позволяет расширить верхний предел силы тока в  $n$  раз; при установке в приборе нескольких различных шунтов, получают «многопредельный» амперметр (аналогичным образом изготавливается многопредельный вольтметр, содержащий несколько добавочных сопротивлений).

Существуют и другие конструктивные исполнения приборов магнитоэлектрической системы. В приборах с «внутрирамочным магнитом» постоянный магнит находится внутри подвижной катушки; в приборах «с подвижным магнитом» подвижная часть представляет собой небольшой постоянный магнит, помещенный на оси внутри неподвижной катушки. В магнитоэлектрических «логометрах» осуществляется измерение отношения двух электрических величин; подвижная часть таких приборов состоит из двух элементов, на каждый из которых действует одна из двух сравниваемых величин, причем возникающие моменты действуют в противоположных

направлениях. При отсутствии вращающих моментов подвижная часть находится в случайном равновесии – пружины и растяжки отсутствуют. Вращающие моменты (по крайней мере, один из них) зависят от угла отклонения подвижной части прибора, причем при увеличении  $\alpha$  один из моментов возрастает, а другой – уменьшается (или остается постоянным), пока они не сравняются. В положении равновесия угол отклонения пропорционален измеряемому отклонению двух величин. В магнитоэлектрическом логометре зависимость вращающего момента  $M$  от угла поворота  $\alpha$  обеспечивается неоднородностью магнитного поля в зазоре между сердечником и полюсными наконечниками. Подвижная часть состоит из двух рамок, скрепленных под некоторым углом друг с другом, в которых протекают токи  $I_1$  и  $I_2$ . При этом для вращающих моментов имеем (см. (7.42))

$$M_1 = B_1 S_1 w I_1 = c_1 I_1 f_1(\alpha); \quad M_2 = B_2 S_2 w I_2 = c_2 I_2 f_2(\alpha). \quad (7.45)$$

Отсюда для положения равновесия ( $M_1 = M_2$ ) имеем  $c_1 I_1 f_1(\alpha) = c_2 I_2 f_2(\alpha)$

$$\alpha = cF\left(\frac{I_1}{I_2}\right), \quad (7.46)$$

где константа  $c$  и вид функции  $F$  определяются конструктивными параметрами прибора.

Помимо уже отмечавшейся выше равномерности шкалы, приборы магнитоэлектрической системы имеют и другие достоинства: высокую точность и чувствительность, быстрое успокоение подвижной части, малое потребление мощности, сравнительно небольшую чувствительность к внешним условиям (температуре, магнитным полям и т. д.). Однако они чувствительны к электрическим перегрузкам и к механическим воздействиям. Эти приборы в качестве амперметров и вольтметров всевозможных классов точности (предельная основная погрешность измерения, отнесенная к измерительному диапазону прибора и выраженная в процентах) – от 0,1 до 4,0. Применение шунтов и добавочных сопротивлений обеспечивает возможность измерений силы тока от мкА до кА и напряжения от мВ до кВ. Кроме того, эти приборы используются для измерения сопротивлений, т. е. как «омметры», в качестве специальных измерителей и индикаторов, выходных приборов всевозможных измерительных устройств. В сочетании с выпрямительными устройствами магнитоэлектрические приборы могут использоваться и для измерений на переменном токе.

Как уже упоминалось выше, наибольшей чувствительностью по току или напряжению обладают магнитоэлектрические гальванометры, применяемые для измерения слабых токов, очень малых разностей потенциалов и небольших количеств электричества при прохождении единичных импульсов тока. В отличие от показывающих приборов, подвижная часть магнитоэлектрического гальванометра не имеет фиксированного режима движения. Успокоение рамки создается «моментом успокоения», обусловленным индуцированными в обмотке рамки, замкнутой на внешнее сопротивление  $R_n$ , токами при ее движении в магнитном зазоре. Величина этого момента характеризуется так

называемым «коэффициентом успокоения»

$$P = \frac{\Psi^2}{(R_0 + R_n)}, \quad (7.47)$$

где  $\Psi = BSw$  – удельный вращающий момент,  $R_0$  – сопротивление обмотки прибора. В гальванометрах обычно используется метод отсчета с помощью светового зайчика. При определенном сопротивлении  $R_{нк}$  возникает «критический» режим успокоения, в котором световой указатель приходит к положению равновесия аperiодическим образом (без колебаний) с минимальным временем успокоения. Величина сопротивления  $R_{нк}$  указывается в паспорте к гальванометру. При  $R_n < R_{нк}$  характер успокоения остается аperiодическим, но время успокоения возрастает до максимума при  $R_n = 0$ . При  $R_n > R_{нк}$  движение «зайчика» становится периодическим (возникают колебания около положения равновесия), и время успокоения возрастает. При  $R_n = \infty$  имеют место свободные колебания подвижной части прибора; период этих колебаний  $T_0$  также указывается в его паспорте. Для большинства магнитоэлектрических гальванометров  $R_{нк}$  составляет 30–40 Ом, хотя может быть и выше (до 100 кОм и более), а  $T_0$  обычно колеблется от 1 до 40 с. Эти данные всегда необходимо учитывать при выборе гальванометра для данных конкретных условий его применения. Магнитоэлектрические гальванометры ввиду их высокой чувствительности широко используются в качестве «нулевых» приборов при осуществлении электрических измерений так называемым «нулевым» методом, основанным на приведении к нулю разности двух сравниваемых величин – измеряемой и известной («эталонной»). Типичными примерами этого метода являются измерение электрических сопротивлений мостовыми схемами, ЭДС и напряжений «компенсационным» способом и т. п.; эти измерения подробно описаны во многих курсах общей физики.

Весьма распространенными измерительными приборами являются приборы «электродинамической» системы, предназначенные для измерений электрических величин (тока, напряжения, мощности, фазы и т. д.) в цепях постоянного и переменного тока. Действие приборов этой системы, которые бывают двух видов – собственно «электродинамические» (ЭД) и «ферродинамические» (ФД) – основано на магнитном («электродинамическом») взаимодействии двух или более контуров с токами. В приборе ЭД имеется неподвижно закрепленная катушка и подвижная катушка, помещенная на оси внутри неподвижной; на этой же оси расположена стрелка – указатель прибора. При прохождении в обмотках катушек токов  $I_1$  и  $I_2$  возникает вращающий момент, под действием которого катушка со стрелкой поворачивается на угол  $\alpha$ . Если в катушках текут постоянные токи, то момент определяется формулой:

$$M = \frac{dW}{d\alpha} = I_1 I_2 \frac{dM_{12}}{d\alpha}, \quad (7.48)$$

где

$$W = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + M_{12} I_1 I_2 - \quad (7.49)$$

это электромагнитная энергия обеих катушек с индуктивностями  $L_1$  и  $L_2$ , коэффициентом взаимной индукции  $M_{12}$ . Если же в катушках текут переменные (синусоидальные) токи, между которыми, вообще говоря, существует сдвиг по фазе, то среднее за период значение вращающего момента оказывается равным

$$\bar{M} = \bar{I}_1 \bar{I}_2 \cos \varphi \frac{dM_{12}}{d\alpha}, \quad (7.50)$$

где  $\bar{I}_1$  и  $\bar{I}_2$  – действующие (эффективные) значения этих переменных токов (см. гл. 8). Из (7.50) видно, что приборы этой системы могут измерять и сдвиг по фазе между токами.

К оси прибора прикреплены спиральные пружины или растяжки, создающие противодействующий момент. Показание прибора в положении равновесия стрелки равно

$$\alpha = \frac{I_1 I_2}{W} \cos \varphi \frac{dM_{12}}{d\alpha}. \quad (7.51)$$

При измерении силы тока или напряжения обе катушки прибора обычно соединяют последовательно, так что отклонение стрелки пропорционально квадрату силы тока (или напряжения). Эта «квадратичность» шкалы является недостатком приборов рассматриваемой системы, однако, с помощью специальных конструктивных мероприятий удастся сделать шкалу почти равномерной на большом ее протяжении. Приборы этой системы чувствительны к влиянию внешних магнитных полей, поэтому их приходится заключать в специальные экраны. Электродинамические амперметры и вольтметры чувствительны к электрическим нагрузкам и обладают сравнительно большим потреблением мощности. Тем не менее, эти приборы являются наиболее точными из используемых для работы на переменном токе, обычно они имеют класс точности 0,1, 0,2 или 0,5 и применяются до частот примерно 10 кГц. При использовании ЭД прибора в качестве ваттметра через его неподвижную катушку пропускают ток, пропорциональный току в цепи, а через подвижную катушку – ток, пропорциональный напряжению; тогда показание прибора пропорционально произведению  $UI$ , т. е. измеряемой мощности. В ферродинамических (ФД) приборах неподвижная катушка помещена на сердечнике из магнито-мягкого материала. Это позволяет получить большой магнитный поток и, следовательно, увеличить вращающий момент по сравнению с приборами ЭД. Эти приборы обладают меньшим собственным потреблением энергии и меньшей чувствительностью к внешним магнитным полям и механическим воздействиям. Наличие нелинейных ферромагнитных элементов отрицательно сказывается на точности прибора, которая, однако, может быть повышена (до 0,2) путем применения сердечников из специальных сплавов (типа пермаллоя). Обычно приборы ФД используются в качестве однофазных или трехфазных ваттметров переменного тока.

Наряду с описанными выше магнитоэлектрическими гальванометрами, широко используются на практике также электродинамические и ферродинамические гальванометры с зеркальным отсчетом. Применение гальванометров ФД позволяет повысить чувствительность к переменному току до  $10^3$  мм/мкА. Для уменьшения чувствительности гальванометра ЭД к внешним магнитным полям в них применяется «астатическая» измерительная система: подвижная часть выполняется в виде двух катушек, укрепленных на

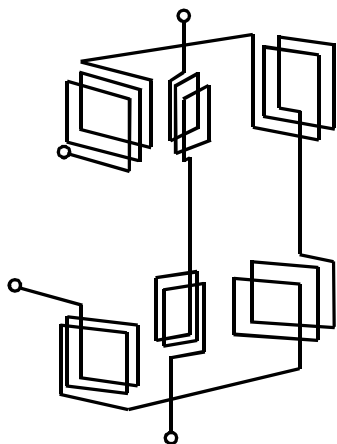


Рисунок 7.15

общей вертикальной оси и взаимодействующих с двумя парами неподвижных катушек (рис. 7.15). Внешнее, достаточно однородное (на протяжении области, занятой измерительной системой), магнитное поле (постоянное или переменное) действует на верхнюю и нижнюю части измерительной системы (одинаково по силе, но с противоположным знаком), так что его влияние на измерения практически исключается. «Астатический принцип» применяется и в приборах других систем (см. ниже). Логометры ЭД и ФД широко используются в электротехнике для измерения частоты, сдвига фаз, индуктивности и других величин. В электродинамическом логометре

неподвижная катушка, в которой протекает вспомогательный ток  $I_1$ , создает однородное магнитное поле; подвижная часть состоит из 2-х «скрещенных» катушек, по которым протекают сравниваемые токи  $I_1$  и  $I_2$ . На эти катушки действуют вращающие моменты

$$M_1 = c_1 I_1 \cos \varphi_1 \cos(\gamma_1 - \alpha), \quad M_2 = c_2 I_2 \cos \varphi_2 \cos(\gamma_2 + \alpha), \quad (7.52)$$

где  $\alpha$  – угол отклонения стрелки, а  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – углы, которые она образует с плоскостями катушек (обычно угол между плоскостями катушек  $\gamma_1 + \gamma_2 = 90^\circ$ ). Из (7.52) следует, что

$$\frac{I_1 \cos \varphi_1}{I_2 \cos \varphi_2} = \frac{c_2 \cos(\gamma_2 + \alpha)}{c_1 \cos(\gamma_1 - \alpha)} = cf(\alpha). \quad (7.53)$$

Если  $\varphi_1 = \varphi_2$ , то измеряется отношение токов  $\frac{I_1}{I_2}$ . Если же  $I_1 = I_2$ , то по величине  $\alpha$  определяется соотношение фаз токов. Существуют также логометры ФД, для которых также справедливо соотношение (7.53).

Следующую весьма обширную группу электроизмерительных приборов образуют приборы «электромагнитной» системы, основанные на взаимодействии магнитного поля, создаваемого измеряемым током, с одним или несколькими сердечниками из ферромагнитного материала. Существует несколько разновидностей конструктивного исполнения таких приборов. В приборах с плоской катушкой ферромагнитный сердечник, скрепленный стрелкой, втягивается в прямоугольный зазор неподвижной катушки при прохождении тока через ее обмотку, противодействующий момент создается спиральными пружинами или растяжками. В приборах с круглой катушкой



внутри неподвижной катушки помещается круглый неподвижный сердечник, в котором на общей оси со стрелкой расположен подвижный сердечник; при прохождении тока через обмотку катушки сердечники намагничиваются одноименно, и между ними возникают силы отталкивания, что приводит к повороту подвижного сердечника вместе со стрелкой. Успокоение этих приборов, как и ряда других систем, обычно осуществляется с помощью «магнитоиндукционного» устройства: вместе с осью поворачивается алюминиевый лепесток, проходящий между полюсами небольшого постоянного магнита. При движении лепестка в нем возбуждаются вихревые токи, которые, согласно правилу Ленца, своим магнитным полем препятствуют движению лепестка. Применяются также воздушные («крыльчатые») успокоители, представляющие собой насаженные на ось металлические лепестки, плотность которых ориентирована перпендикулярно направлению движения стрелки, так что создается значительное аэродинамическое сопротивление этому движению. На подвижную часть прибора действует вращающий момент

$$M = \frac{dW}{d\alpha} = \frac{1}{2} I^2 \frac{dL}{d\alpha}, \quad (7.54)$$

где  $W = \frac{1}{2} LI^2$  – электромагнитная энергия катушки с током. При изменении направления тока в катушке перемещается и сердечник, так что направление действия вращающего момента остается прежним; поэтому приборы электромагнитной системы могут использоваться как на постоянном, так и на переменном токе (в последнем случае они измеряют действующее значение тока). Противодействующий момент создается спиральными пружинами или растяжками.

Условие равновесия  $M = M_{np}$  делает уравнение шкалы прибора вида:

$$\alpha = I^2 / 2w \frac{dL}{d\alpha}. \quad (7.55)$$

Отсюда видно, что шкала электромагнитных приборов является неравномерной (близкой и квадратичной), особенно в самом ее начале. На большей части шкалы ее можно в значительной мере выровнять путем рационального выбора формы сердечника (от нее зависит величина  $dL/d\alpha$  в формуле (7.55)). Для защиты приборов от влияния внешних магнитных полей применяют металлические экраны или астатические измерительные системы, подобные описанной выше.

Существуют разнообразные – переносные и щитовые, однопредельные и многопредельные, постоянного и переменного тока и т. д. – электромагнитные амперметры и вольтметры преимущественно классов точности 0,5 и 1,5 (иногда 0,2). Эти приборы устойчивы к электрическим перегрузкам, однако характеризуются повышенным собственным потреблением энергии и сравнительно невысокой чувствительностью. Приборы пригодны для работы на повышенных частотах вплоть до 10 кГц. Существуют также электромагнитные

логометры, которые, как и описанные выше, применяются для измерения частоты, фазы и емкости сравнительным методом.

Широкое распространение в счетчиках электроэнергии получила так называемая «индукционная» измерительная система. Приборы этой системы обладают достаточной точностью, простотой и надежностью конструкции. Действие этих приборов основано на возникновении вращающего момента на подвижной части в виде металлического, обычно алюминиевого, цилиндра при воздействии на нее двух или более переменных магнитных потоков, сдвинутых по фазе. Этот момент пропорционален частоте переменного тока, произведению величин действующих магнитных потоков и синусу угла сдвига фаз между ними, а так же электропроводности материала подвижной части. В «однообмоточных» приборах магнитные потоки создаются одной и той же обмоткой, а сдвиг фаз между ними создается с помощью экрана (короткозамкнутого проводящего витка) на пути одного из них; в «многопоточных» приборах магнитные потоки создаются несколькими отдельными обмотками.

В индукционном однофазном счетчике электрической энергии переменного тока вращающий момент  $M$  создается в результате взаимодействия переменного магнитного потока  $\Phi_1$ , обусловленного током, пропорциональным напряжению контролируемой сети, и потока  $\Phi_2$ , обусловленного током нагрузки, так что

$$M = k_1 P, \quad (7.56)$$

( $P$  – мощность, рассеиваемая в нагрузке). Противодействующий момент создается при вращении подвижной части – диска – в поле постоянного магнита и пропорционален скорости вращения  $n$ :

$$M = k_2 n, \quad (7.57)$$

( $k_1$  и  $k_2$  – константы, определяемые конструктивными параметрами прибора). При равновесии  $n = (k_1/k_2)P$ , а число оборотов  $N = nt$  пропорционально величине энергии  $W = Pt$ . Количество оборотов  $N$  фиксируется с помощью механического счетного устройства, вмонтированного в электросчетчик. Помимо однофазных, существуют и трехфазные счетчики электроэнергии переменного тока; в них диски всех вращающихся элементов располагаются на одной общей оси подвижной части. Существуют так же специальные «счетчики потерь»: счетчики ампер-квадрат-часов для определения потерь энергии в обмотках электрических машин и счетчики вольт-квадрат-часов для учета потерь энергии в магнитных счетчиках.

Особую группу образуют «электронные» измерительные приборы (ЭИП), в которых используются электронные лампы или полупроводниковые элементы (транзисторы). Эти приборы характеризуются малым собственным потреблением мощности, высокой чувствительностью и широким диапазоном рабочих частот и в настоящее время все чаще выпускаются в цифровом исполнении. Аналоговый ЭИП состоит из электронной схемы и выходного прибора, обычно магнитоэлектрической системы. Схема служит для

преобразования измеряемой величины в постоянный ток, сила которого регистрируется прибором, шкала которого градуируется непосредственно в единицах этой величины. Схема состоит из отдельных узлов, выполняющих функции детектирования усиления и т. д. Во многих приборах в качестве выходного прибора используется электроннолучевая трубка. В цифровых ЭИП измеряемая величина с помощью специальной электронной схемы преобразуется в дискретное (округленное) значение, представляемое на выходе в десятичном (иногда в двоичном) коде с использованием цифровых индикаторов (см. п. 9.1). Приборы этой группы, серийно выпускаемые промышленностью, чрезвычайно разнообразны: вольтметры, частотомеры, измерительные генераторы, омметры, фазометры, ваттметры и т. д. В сочетании с пьезоэлектрическими преобразователями, тахогенераторами, тензометрами и т. п. ЭИП могут использоваться и для измерения неэлектрических величин.

Применение современных усилителей переменного тока в электронных измерительных приборах позволяет существенно расширить пределы измерений по сравнению с наиболее чувствительными приборами, описанными выше. Например, электронные вольтметры имеют классы точности, начиная с 0,5, и позволяют измерять напряжения от 0,5 мВ при частотах до 5 МГц. С помощью ЭИП измеряются сопротивления от долей Ом до  $10^{14}$  Ом, емкости – от долей пФ до тысячи мкФ и индуктивности – от мкГн до сотен Гн.

Электронные измерительные генераторы подразделяют на синусоидальные, импульсные и шумовые генераторы. Генераторы шума создают напряжение с непрерывным спектром частот и калибруются по уровню напряжения и ширине диапазона частот. Генераторы импульсов дают импульсы прямоугольной, в частности, пилообразной, треугольной, иных форм и калибруются по высоте импульсов и частоте их повторения. Генераторы синусоидального напряжения образуют наиболее многочисленную группу измерительных генераторов. Они дают на выходе переменное напряжение калиброванной частоты в диапазоне  $10^{-2}$ – $10^{10}$  Гц и используются как «генераторы стандартных сигналов» при испытании, проверке, настройке и регулировке различной электронной аппаратуры. Некоторые генераторы этой системы дают на выходе сигнал, модулированный по частоте; в этих случаях генератор калибруется также и по глубине модуляции выходного сигнала.

Помимо перечисленных выше основных типов электроизмерительных приборов и многих других приборов этого типа – измерительные трансформаторы, измерительные выпрямители, измерительные усилители и т. п. в различных измерительных схемах – используются калиброванные электроизмерительные конденсаторы постоянной и переменной емкости, измерительные катушки индуктивности, измерительные сопротивления (магазины сопротивлений). Их конструкции и применения описаны в обширной специальной литературе.

## 7.4 Электрические генераторы и двигатели

Электрические машины, служащие для создания переменной или постоянной ЭДС, называются электрическими генераторами или «динамо-машинами». В основе их действия лежит явление электромагнитной индукции, рассмотренное выше, в п. 7.2 – возникновение ЭДС в проводнике, пересекающем силовые линии магнитного поля. При вращении проводящего витка в однородном магнитном поле в нем возникает ЭДС, которая определяется формулой (7.14) и изменяется по закону синуса или косинуса. Если вращаются одновременно несколько витков, то амплитуда ЭДС будет в  $N$  раз больше и равна

$$\varepsilon_0 = \omega BSN. \quad (7.58)$$

Из этой формулы сразу видно основные принципы получения максимальной переменной ЭДС в генераторах переменного тока, основанных на этом принципе. Очевидно, что выгодно увеличивать площадь обмотки, движущейся в магнитном поле и скорость ее вращения, а также число витков. Кроме того, необходимо создать как можно более сильное поле  $B = \mu\mu_0 H$ ; для этого сопротивление электрической цепи генератора должно быть как можно меньшим. Магнитная система генератора переменного тока обычно состоит из 2-х железных сердечников – наружного неподвижного сердечника кольцеобразной формы – «статора» – и внутреннего вращающегося сердечника цилиндрической формы – «ротора». Одна из электрических обмоток размещается в пазах статора (на его внутренней стороне), а другая в пазах ротора. Одна из них используется для создания магнитного поля, а другая является «рабочей» обмоткой, в которой индуцируется переменная ЭДС.

С помощью специального коммутационного приспособления – «коллектора» – переменная ЭДС, вырабатываемая генератором, принцип действия которого описан выше, может быть превращена в пульсирующую ЭДС одного знака. После «сглаживания» с помощью специальных приемов (см. ниже) может быть получена постоянная ЭДС. Таким образом, генератор

переменного тока в сочетании с коллектором представляет собой генератор постоянного тока (точнее постоянной ЭДС).

Принцип действия коллектора показан на рисунке 7.16. Он представляет собой 2 медных изолированных друг от друга полуцилиндра, к которым присоединены концы «рабочей» обмотки, в которой индуцируется переменная ЭДС (рис. 7.16, а). К полуцилиндрам прижимаются

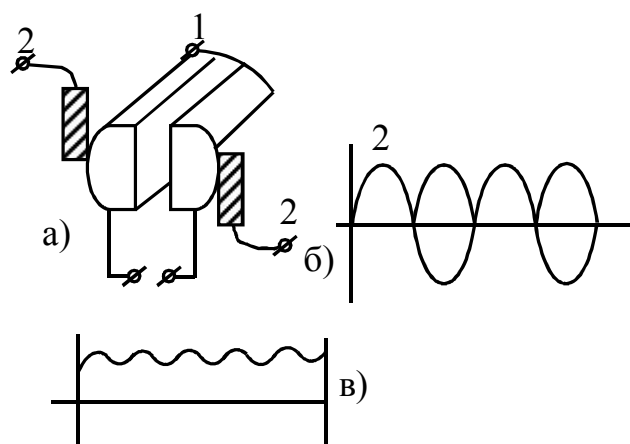


Рисунок 7.16

металлические «щетки», с которых снимается ЭДС. На выводах рабочей обмотки 1 генерируется переменная ЭДС (1 на рис. 7.16, б). Через каждую половину оборота коллектор переключает полярность на выводах 2, синхронно с изменением полярности генерируется ЭДС. Поэтому на них возникает пульсирующая ЭДС, как показано на рисунке 7.16, в. Рабочая обмотка при этом, очевидно, должна вращаться вместе с коллектором; поэтому, в отличие от генератора переменного тока, рабочую обмотку в машинах постоянного тока располагают на внутреннем железном сердечнике, называемом «якорем»; обмотка якоря содержит большое количество витков для увеличения ЭДС. Обмотка, создающая магнитное поле, размещается на внешнем неподвижном сердечнике – «станине». Обычно используются якоря «барабанного» типа, в которых обмотка укладывается в продольных пазах на внешней стороне цилиндрического сердечника, причем, когда одна половина витка находится у северного полюса электромагнита, другая находится у южного, и наоборот. Этим достигается последовательное соединение половин каждого витка. Для обеспечения указанного выше «сглаживания» пульсирующей ЭДС, обмотка разделяется на большое количество секций, и применяются многопластинчатые коллекторы.

Возбуждение магнитного поля в генераторе с помощью вспомогательного источника питания обмотки электромагнита («внешнее возбуждение») осуществляется сравнительно редко; обычно генераторы строятся по принципу «самовозбуждения», когда для создания магнитного поля ток в «возбуждающей» обмотке создается за счет ЭДС, генерируемой в рабочей обмотке. При этом обмотка станины (обмотка возбуждения) тем или иным способом соединяется с рабочей обмоткой якоря. По способу этого соединения различают генераторы постоянного тока с параллельным возбуждением («шунтовые» генераторы), с последовательным возбуждением («сериесные» машины) и со сменным возбуждением («компаундные» генераторы). В шунтовых машинах обе обмотки соединены параллельно, причем сопротивление обмотки возбуждения значительно больше сопротивления якоря; поэтому в обмотку станины ответвляется незначительная доля тока – от 1 до 5 % в зависимости от размеров генератора. Напряжение на зажимах машины равно

$$U = \varepsilon - r_{\text{я}}(i_{\text{в}} + i), \quad (7.59)$$

где  $\varepsilon$  – ЭДС, индуцированная в якоре,  $i_{\text{в}}$  – ток в возбуждающей обмотке,  $i$  – ток нагрузки. В режиме холостого хода –  $i = 0$  – напряжение максимально, при росте тока нагрузки напряжение снижается из-за возрастания падения напряжения и снижается ЭДС в результате силы тока в возбуждающей обмотке. В сериесных генераторах обе обмотки соединены последовательно, и полный ток проходит через возбуждающую обмотку, поэтому ее сопротивление делают значительно меньше, чем сопротивление обмотки якоря. Напряжение на выходе генератора определяется в этом случае формулой:

$$U = \varepsilon - i(r_b + r_x). \quad (7.60)$$

В режиме холостого хода ток в обмотке возбуждения отсутствует, поэтому  $U = 0$ . При возрастании тока нагрузки магнитный поток и соответственно напряжение возрастают до достижения магнитного насыщения в сердечнике. Затем ЭДС уже не увеличивается, и, вследствие увеличения падения напряжения  $i(r_b + r_x)$ , величина  $U$  напряжения снижается. Таким образом, шунтовые машины имеют «падающую» вольтамперную характеристику  $U(i)$ , а серийные машины – возрастающую. В компаундных машинах возбуждение магнитного потока осуществляется с помощью двух обмоток, одна из которых соединена последовательно, а другая – параллельно обмотке якоря. Изменяя параметры обмоток, можно добиться примерного постоянства напряжения, т. е. «выровнять» ВАХ.

Машины постоянного и переменного тока обладают «обратимостью», т. е. могут работать в режиме генераторов и электродвигателей. Если, например, обмотку якоря генератора постоянного тока, описанного выше, подключить к источнику тока, то якорь приходит во вращение под действием электродинамических сил. При этом витки обмотки пересекают линии магнитного поля, создаваемого неподвижным электромагнитом, и в ней возникает ЭДС индукции, препятствующая вращению якоря, т. е. создающая ток, противоположный по направлению току якоря (поэтому она называется «противоэлектродвижущей силой»). Сила тока в якоре (с сопротивлением) определяется поэтому выражением

$$i_a = \frac{U - \varepsilon}{r_a}, \quad (7.61)$$

где  $U$  – напряжение на якоре, созданное внешним источником. В режимах холостого хода (без нагрузки) якорь вращается с большой скоростью, и величина  $\varepsilon$  лишь на немного меньше, поэтому ток через якорь мал. С увеличением нагрузки скорость вращения якоря и противоЭДС уменьшаются, а ток якоря возрастает. В пусковом режиме (в момент запуска) скорость вращения и величина  $\varepsilon$  равны нулю, и ток  $i_a$  может оказаться настолько большим, что вызовет повреждения электрических элементов двигателя, особенно обмотки якоря. Поэтому пуск мощных двигателей постоянного тока всегда осуществляют с использованием пусковых реостатов, включенных последовательно с двигателем; вначале реостаты полностью

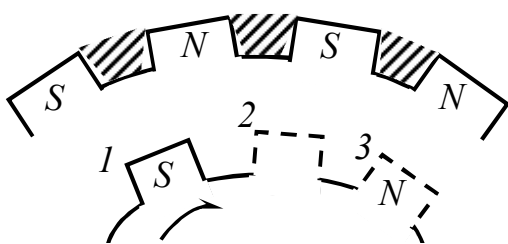


Рисунок 7.17

введены и ограничивают ток якоря, а по мере разгона двигателя их постепенно выводят. Генераторы переменного тока также являются обратимыми и могут использоваться в качестве двигателей. Для этого электромагниты, расположенные на статоре, подключаются к источнику постоянного тока, как

и в режиме генератора (обычно питание

осуществляется с помощью вспомогательного генератора, ротор которого насаживается на общую ось всей машины), а обмотка ротора соединяется с источником (сетью) переменного тока. Принцип действия двигателя поясняется рисунком 7.17. Пусть в какой-либо момент один из полюсов ротора находится в положении 1 и является в этот момент «южным», тогда он отталкивается от южного и притягивается к северному полюсу электромагнита, что приводит к вращению ротора по часовой стрелке. Если скорость вращения такова, что в положении 2 полюс ротора не намагничен (ток в обмотке проходит через ноль), а в положении 3 он остановится «северным», то вращение ротора будет продолжаться. Таким образом, вращение ротора происходит «синхронно» с изменением силы переменного тока в обмотке ротора, поэтому такие двигатели называются «синхронными». Их недостатком является необходимость первоначального «раскручивания» двигателя до указанной скорости с помощью вспомогательного двигателя. Если нагрузка на двигатель станет чрезмерной, так что скорость вращения существенно снизится, то двигатель остановится. Поэтому синхронные двигатели используются сравнительно редко, главным образом в тех случаях, когда требуется обеспечить строго постоянную скорость вращения ротора. Значительно большее распространение в технике получили двигатели переменного тока, в которых используются «многофазные», особенно трехфазные, токи.

«Двухфазный» ток, т. е. система двух синусоидальных ЭДС со сдвигом по фазе на  $\pm\pi/2$ , может быть получена с помощью генератора переменного тока, содержащего две системы обмоток (1–3 и 2–4), как показано на рисунке 7.18. При вращении ротора во всех обмотках будет возникать

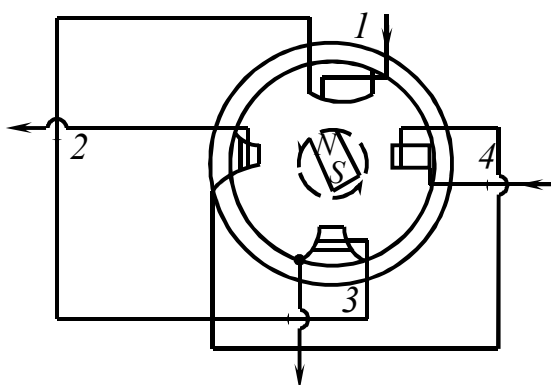


Рис. 7.18

ЭДС индукции, однако максимум ЭДС  $\varepsilon_2$  в обмотке 2–4  $\varepsilon_0$  будет достигаться с запаздыванием на  $\frac{1}{4}$  периода вращения ротора по отношению к максимуму ЭДС  $\varepsilon_1$  в обмотке 1–3. Этот факт можно выразить формулой

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \sin \omega t. \quad (7.62)$$

Если же обмотки соединить с нагрузочными сопротивлениями (рис. 7.19, а), то получается две цепи переменного тока с определенной разностью фаз между ними. Такая система называется «двухфазным током». Вместо 4 проводов можно использовать только 3 провода (как показано на рисунке 7.19, а). Напряжения между концами обмоток называются «фазными»; они равны ЭДС соответствующей обмотки при разомкнутой цепи нагрузки (токи в обмотках называются «фазными»). Напряжения между проводами линии 1, 2, 3 называются «линейными» напряжениями (токи в проводах – «линейными токами»). Если принять потенциал провода 1 за нуль («нулевой» провод), то линейное напряжение  $U_{12}$ , т. е. потенциал провода 2, ramen

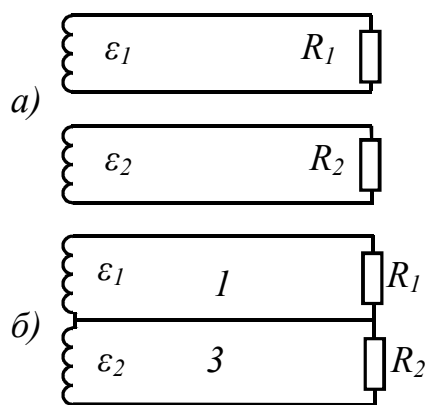


Рис. 7.19

$$U_{12} = \varepsilon_0 \sin \omega t. \quad (7.63)$$

Между проводами 2 и 3 существует сдвиг по фазе на  $\pi/2$ , поэтому линейное напряжение  $U_{13}$  равно

$$U_{13} = \varepsilon_0 \sin(\omega t - \pi/2). \quad (7.64)$$

И соответственно  $U_{23}$ :

$$U_{23} = U_{12} - U_{13} = \varepsilon_0 \sin \omega t - \varepsilon_0 \sin(\omega t - \pi/2). \quad (7.65)$$

Или  $U_{23} = \varepsilon_0 \sqrt{2} \sin(\omega t + \pi/4)$  (с учетом  $\sin \pi/4 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ).

Таким образом, амплитуда линейного напряжения оказывается больше амплитуды

фазного напряжения в  $\sqrt{2}$  раз.

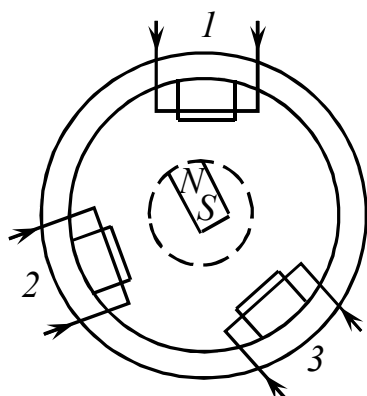


Рисунок 7.20

Аналогичным путем могут быть созданы  $n$ -фазные или «многофазные» токи, т. е. системы из  $n$  согласованных по фазе ЭДС, полученных с помощью одного генератора с  $n$  обмотками. Наибольшее распространение в технике получили цепи «трехфазного» тока, которые рассмотрим более подробно.

Генератор трехфазного тока содержит три обмотки, расположенные на равных расстояниях по окружности статора (рис. 7.20). При вращении ротора в обмотках возникают ЭДС, сдвинутые по фазе на  $2\pi/3$  по отношению друг к другу

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_0 \sin \omega t, \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_0 \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right), \\ \varepsilon_3 &= \varepsilon_0 \sin \left( \omega t - \frac{4}{3} \pi \right). \end{aligned} \quad (7.66)$$

Если замкнуть обмотки на соответствующие нагрузочные сопротивления (рис. 7.21), то получим систему из трех цепей переменного тока, причем между ними будет постоянный сдвиг по фазе (на  $2\pi/3$  и  $4\pi/3$ ); такая система называется «трехфазным током». Очевидно, такая система содержит шесть соединительных проводов. Для сокращения их числа можно объединить по

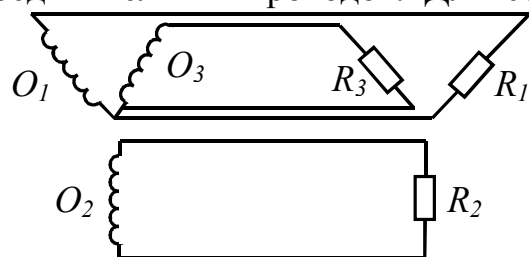


Рисунок 7.21

одному проводу из каждой цепи, как показано на рисунке 7.22, такое соединение обмоток генератора называется соединением «звездой». Отметим, что в схеме на рисунке 7.22 нагрузочные соединения также соединены звездой, что, вообще говоря, не



обязательно (см. ниже). При этом число соединительных проводов сокращается до четырех; провод 0 называется «нулевым» (см. ниже). В каждой из обмоток существуют «фазные» напряжения, равные ЭДС  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  или  $\varepsilon_3$  при разомкнутых цепях нагрузки ( $R_1 = R_2 = R_3 = \infty$ ). Амплитуда фазного напряжения между проводом 0 и любым из проводов 1, 2, 3 равна  $\varepsilon_0$ . Между проводами 1–2, 2–3, 3–1 существуют «линейные» напряжения, отличающиеся от фазных. Например, между проводами 1–3 разность потенциалов равна:

$$\begin{aligned} U_{13} &= \varepsilon_0 \sin \omega t - \varepsilon_0 \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{3} \right) = 2\varepsilon_0 \sin \frac{\pi}{3} \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{3} \right) \\ &= \varepsilon_0 \sqrt{3} \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{6} \right). \end{aligned} \quad (7.67)$$

Таким образом, амплитуда линейного напряжения в  $\sqrt{3}=1,73$  раз больше по сравнению с фазным напряжением. Если, например, фазное напряжение равно 220 В, то линейное равно  $220\sqrt{3}=380$  В, и т. д. (этому соответствуют «сетевые номиналы» 127, 220, 380 и 660 В). Обычно для сети «трехфазного» тока указывают оба напряжения, например, сеть 220/380. Если генератор замкнут на нагрузку, также соединенную звездой, как на рисунке 7.22, и нагрузка симметрична, т. е.  $R_1 = R_2 = R_3 = R$ , то амплитуда токов  $i_0$  в проводах 1, 2, 3 будет одинаковой ( $i_0 = \varepsilon_0/R$ ), и между токами будут существовать сдвиги по фазе в соответствии с (7.66).

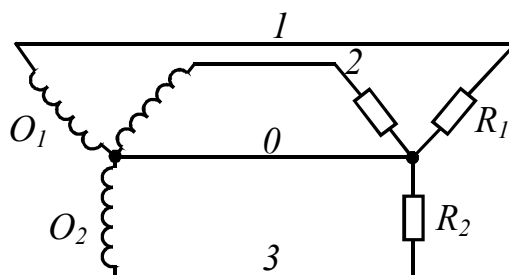


Рисунок 7.22

В нулевом проводе 0 сила тока равна  $i = i_1 + i_2 + i_3$ , или

$$i = i_0 \left\{ \sin \omega t + \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right) + \sin \left( \omega t - \frac{4}{3} \pi \right) \right\} = 0. \quad (7.68)$$

Таким образом, при симметричной нагрузке ток в нулевом проводе отсутствует, и его можно удалить. Однако, в реальных условиях возможны ситуации, связанные с нарушением симметрии нагрузки; при этом в нулевом проводе возникает ток, и его удаление может привести к аварии. Представим себе, что в цепи (рис. 7.22) оборвался или перегорел, например, провод 1. При этом нагрузка  $R_1$  будет обеспечена, но на нагрузках  $R_2$  и  $R_3$  будут по-прежнему фазные напряжения, и они будут функционировать нормально, например «выбивание» одной из фаз из подъездов жилого дома не приводит к прекращению подачи электроэнергии во всем доме. Если же оборвется нулевой провод, то каждая пара нагрузочных сопротивлений окажется включенной последовательно под линейным напряжением, в  $\sqrt{3}$  раз большим фазного. Напряжение между нагрузками распределится пропорционально их сопротивлениям; это может привести к отказу электроприбора с большим сопротивлением (например, перегоранию лампы), и ток в этой ветви прекратится. Поэтому плавкими предохранителями защищают от короткого

замыкания только «фазные» провода (1, 2, 3), но не нулевой провод, для устранения возможности случайного отключения этого провода.

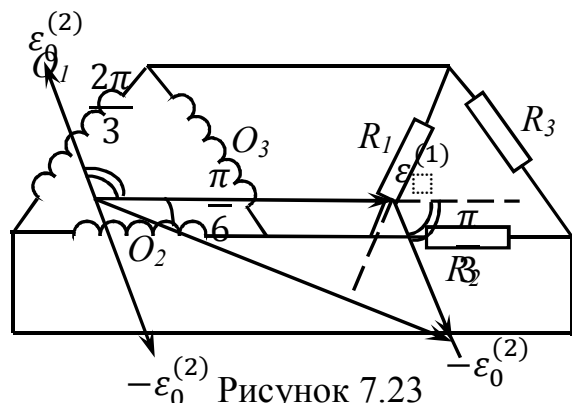


Рисунок 7.23  
Рис. 7.25

Иной способ соединения генератора и нагрузки – «соединение треугольником» – представлен на рисунке 7.23. В этом случае линейные напряжения равны фазным, и амплитуда каждого из них при разомкнутом генераторе равна  $\varepsilon_0$ , а полная ЭДС согласно формулам (7.66) при этом равна нулю, так что ток в обмотках генератора отсутствует. На практике используются также «смешанные» соединения генератора и нагрузки, например, генератор – звездой, а

нагрузки – треугольником, и наоборот.

Наглядное представление о явлениях в цепях трехфазного тока можно получить с помощью «векторных диаграмм», способы, построения которых будут подробнее рассмотрены в главе 8. Метод основан на том, что проекция вектора  $\vec{a}$ , вращающегося с некоторой угловой скоростью при фиксированном начале 0, на ось 0X описывается уравнением гармонического колебания:

$$x = \bar{a} \cos(\omega t + \varphi), \quad (7.69)$$

где  $\varphi$  – начальная фаза этого колебания.

Применительно к трехфазному генератору векторная диаграмма ЭДС

имеет вид, показанный на рисунке 7.24:

векторы амплитуды ЭДС  $\varepsilon_0$  в обмотках

1, 2, 3 вращаются с угловой скоростью  $\omega$ , причем между ними сохраняется

постоянный «фазовый» угол равный  $2\pi/3$ . Их проекции на некоторую ось X

будут описываться формулами (7.66). С помощью подобной диаграммы

нетрудно представить связь между

фазным ( $\varepsilon_0$ ) и линейным ( $\varepsilon$ ) напряжением разомкнутого генератора (рис. 7.25).

Линейное напряжение определялось как разность между ЭДС  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  в соседних

обмотках; поэтому на векторной диаграмме вектор  $\vec{\varepsilon}$  есть разность  $\vec{\varepsilon}^{(1)} - \vec{\varepsilon}^{(2)} =$

$\vec{\varepsilon}_0^{(1)} + (-\vec{\varepsilon}_0^{(2)})$  и определяется соответствующим построением. Из

геометрических соображений (рис. 7.25.) видно, что между векторами  $\vec{\varepsilon}_0^{(1)}$  и  $\vec{\varepsilon}$

имеет сдвиг фазы на  $\pi/2$ , в соответствии с формулой (7.67.).

На рисунке 7.26 представлена векторная диаграмма токов в нулевом

проводе при симметричной (а) и несимметричной (б) нагрузке. В первом случае

векторы амплитуды токов образуют замкнутый треугольник, и их векторная

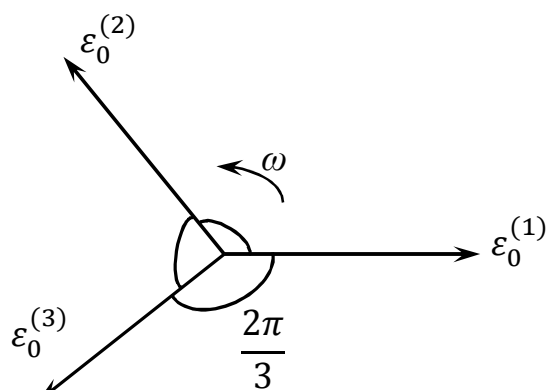


Рисунок 7.24

сумма равна нулю, согласно (7.67); во втором случае получается некоторый результирующий ток с амплитудой  $\vec{i} = \vec{i}_1 + \vec{i}_2 + \vec{i}_3$ . Использование подобных векторных диаграмм во многих случаях позволяет избежать громоздких

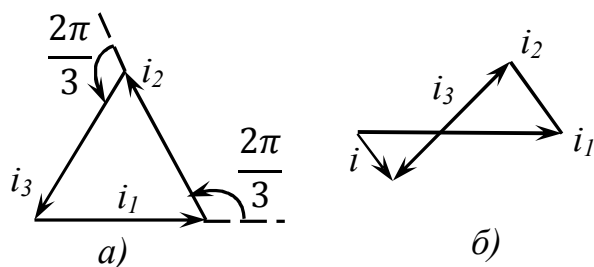


Рисунок 7.26

расчетов, связанных с преобразованием тригонометрических функций.

Как было указано выше, многофазные токи используются для создания электродвигателей переменного тока. Это обусловлено возможностью получения с их помощью

вращающегося магнитного поля, действие которого на замкнутый проводящий виток схематически представлено на рисунке 7.27. При вращении вектора

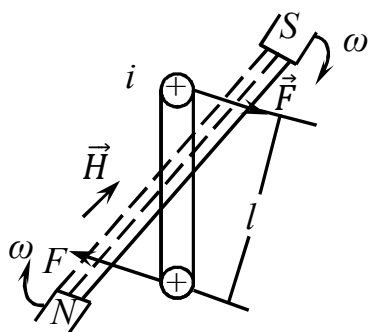


Рисунок 7.27

напряженности  $\vec{H}$  вокруг точки О с угловой скоростью  $\omega$  в помещенном в поле витке возникает индукционный ток, направленный так, что показано на рисунке 7.27. На этот ток со стороны магнитного поля будет действовать пара сил  $F$ , создающая вращающий момент  $M = Fl$  (см. п. 7.1). На обмотку из большого числа  $N$  витков будет действовать в  $N$  раз больший момент.

Принцип создания вращающегося магнитного поля можно проиллюстрировать на примере двухфазного тока. Он создается в двух катушках 1 и 2, расположенных под углом  $\pi/2$  друг к другу. Токи в катушках, согласно (7.62), изменяются со временем по закону синуса со сдвигом фазы на  $\pi/2$ . Поэтому катушки создают магнитные поля с напряженностями

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 \sin \omega t, \\ H_2 &= H_0 \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right), \end{aligned} \quad (7.70)$$

причем векторы  $\vec{H}_1$  и  $\vec{H}_2$  образуют угол  $\frac{\pi}{2}$ . Сложение взаимно перпендикулярных векторов дает результирующий вектор  $\vec{H}$ , численная величина которого равна  $\sqrt{H_1^2 + H_2^2} = H_0$ , а угол, который он составляет, например, с вектором  $\vec{H}_2$ , равен

$$\alpha = \arctg \frac{H_1}{H_2} = -\arctg(\operatorname{tg} \omega t) = -\omega t. \quad (7.71)$$

Таким образом, возникает магнитное поле с постоянным по величине вектором  $\vec{H}$ , вращающимся против часовой стрелки с угловой скоростью  $\omega$  – «вращающееся» магнитное поле (отметим, что (7.70) есть уравнение окружности, описываемой концом вектора  $\vec{H}$ , в параметрической форме). При

изменении направления магнитного поля одной из катушек вектор  $\vec{H}$  будет вращаться в противоположном направлении (по часовой стрелке).

Аналогичным образом вращающееся магнитное поле с помощью трехфазного тока. Этот ток питает три катушки, расположенные под углом  $2\pi/3$  друг к другу и создающие при этом магнитные поля с напряженностями:

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 \sin \omega t, \\ H_2 &= H_0 \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right), \\ H_3 &= H_0 \sin \left( \omega t - \frac{4}{3} \pi \right). \end{aligned} \quad (7.72)$$

Если направить вектор  $H_1$  вдоль выбранной оси  $X$ , то соответствующие составляющие полей определяются выражением

$$\begin{aligned} H_{1x} &= H_0 \sin \omega t, \\ H_{2x} &= H_2 \cos \frac{2}{3} \pi = -\frac{1}{2} H_0 \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right), \\ H_{3x} &= H_3 \cos \frac{4}{3} \pi = -\frac{1}{2} H_0 \sin \left( \omega t - \frac{4}{3} \pi \right). \end{aligned} \quad (7.73)$$

Составляющая результирующего поля вдоль оси  $X$  равна

$$H_x = H_{1x} + H_{2x} + H_{3x} = \frac{3}{2} H_0 \sin \omega t, \quad (7.74)$$

Соответственно для составляющих по оси  $Y$ , перпендикулярной оси  $X$ , имеем

$$\begin{aligned} H_{1y} &= 0, \\ H_{2y} &= H_2 \cos \frac{\pi}{6} = \frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right), \\ H_{3y} &= H_3 \cos \frac{5}{6} \pi = -\frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \sin \left( \omega t - \frac{4}{3} \pi \right). \end{aligned} \quad (7.75)$$

Для составляющей  $H_y$  имеем

$$H_y = H_{1y} + H_{2y} + H_{3y} = -\frac{3}{2} H_0 \cos \omega t. \quad (7.76)$$

Сопоставляя (7.74) и (7.76) с формулой (7.70) для «двухфазного» случая, мы видим, что и здесь имеет место вращающееся магнитное поле с постоянным по величине вектором напряженности  $H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = H_0$ .

Угол поворота вновь определяется формулой (7.71). Переключение концов любой пары проводов, присоединенных к зажимам генератора, вызывает изменение вращения магнитного поля на противоположное.

На этом принципе основано действие трехфазного «асинхронного» двигателя переменного тока. Три обмотки, создающие вращающееся магнитное поле располагаются в пазах неподвижной части – статора – двигателя и

соединяются звездой или треугольником; на них подается питание от сети трехфазного тока (обычно 220/380). Подвижная часть двигателя – ротор – выполняется в виде железного сердечника с пазами, в которые укладывается обмотка (короткозамкнутая) или типа «беличьего колеса». Скорость вращения ротора не остается неизменной и равной  $\omega$ , как в случае синхронного двигателя, а изменяется при различных нагрузках на ротор, поэтому такой двигатель называется асинхронным. Относительная скорость вращения магнитного поля и ротора двигателя характеризуется коэффициентом скольжения  $K = \frac{\nu_{\pi} - \nu_p}{\nu_{\pi}}$  ( $\nu_{\pi}$  – частота вращения поля,  $\nu_p$  – ротора). В момент пуска ротор неподвижен, и  $K = 1$ . Если ротор вращается синхронно с полем, то  $K=0$ . При возрастании нагрузки на вал двигателя  $K$  возрастает, и скорость вращения ротора уменьшается. В момент пуска сила ротора максимальна и может достигнуть опасной величины, особенно в мощных двигателях, поэтому обмотка ротора обычно выполняется короткозамкнутой только в случае маломощных двигателей, а при больших мощностях роторы снабжаются контактными кольцами и щетками, замкнутыми на пусковой реостат, который постепенно выводится при «разгоне» двигателя. Асинхронные двигатели обладают большими техническими достоинствами, простотой исполнения и хорошими механическими характеристиками и нашли весьма широкое практическое применение.

## 7.5 Техника высоких частот

Согласно изложенному выше, явление электромагнитной индукции наиболее заметно при больших скоростях изменения магнитного потока, т. е. при больших частотах изменения тока. Его проявление обуславливает ряд специфических электрических устройств на высоких частотах, которые необходимо учитывать на практике. Поэтому «техника высоких частот» в настоящее время развилась в весьма обширную область инженерной практики. Остановимся лишь на некоторых типичных проблемах в этой области; детальное изучение этих и многих других вопросов можно найти в специальной литературе.

Одной из наиболее характерных особенностей работы электрических устройств при высоких частотах является проявление так называемых «вихревых» индукционных токов («токов Фуко»). При помещении массивного проводника в переменное магнитное поле в проводнике возникает ЭДС индукции, т. е. проявляется «вихревое» электрическое поле с замкнутыми силовыми линиями вектора  $\vec{E}$  (см. п. 8.4). При этом в толще проводника текут замкнутые токи с плотностью  $j = \sigma \vec{E}$ . Ввиду большой величины электропроводности металлов в быстропеременных магнитных полях вихревые токи достигают большой силы и вызывают интенсивный нагрев проводников по закону Джоуля – Ленца. Эти токи появляются также при движении массивных проводников в магнитном поле. Согласно правилу Ленца,

направление этих токов таково, что возникающие электродинамические силы препятствуют движению; это эквивалентно появлению тормозящих «сил вязкого трения».

Вихревые токи в ряде случаев оказывают вредное влияние на работу электрических приборов, особенно значительным может быть проявление вихревых токов в сердечниках трансформаторов, предназначенных для работы на высоких частотах, а также в движущихся частях электрических генераторов. В этих условиях индукционные токи могут вызывать заметный разогрев сердечников и снижение КПД машины. Для борьбы с этим явлением сердечники трансформатора набирают из пластин, разделенных очень тонкими слоями изоляции, которые разрывают цепи вихревых токов и ослабляют их действие. Другим широко распространенным техническим способом является применение специальных магнитных материалов – ферритов, свойства которых были подробно описаны в главе 6. В отличие от железа и других ферромагнитных материалов, ферриты по своим электрическим свойствам являются полупроводниками и обладают высоким удельным сопротивлением –  $1\text{--}10^4$  Ом·м. Поэтому их применение позволяет резко уменьшить силу вихревых токов. Ферритовые сердечники используются в многочисленных устройствах. Особенно в радиотехнике. В то же время вихревые электрические токи нашли широкое применение. Тормозящие действия токов Фуко на движущиеся в магнитном поле проводники используется для «демпфирования» (гашения) колебаний подвижных частей многих электрических приборов и устройств (электрических счетчиков, тахометров, амперметров, вольтметров и др.). Интенсивный нагрев вихревыми токами используется в индукционных печах в металлургии для плавления металлов и изготовления сплавов (другие типы электронагревательных приборов и устройств были рассмотрены выше, в п. 2.4.). Индукционные печи небольших габаритов и мощностей используются также в научно-исследовательских и заводских лабораториях для термической обработки (обжига, закалки и т. д.) различных материалов. Рассмотрим некоторые конструкции индукционных печей, применяемых в технике.

Индукционный нагрев вихревыми токами является наиболее совершенным бесконтактным способом передачи электрической энергии в нагреваемый объект с непосредственным ее преобразованием в тепловую энергию. Выделяющаяся в проводящем теле тепловая мощность зависит от его размеров, относительной магнитной проницаемости и удельной проводимости  $\sigma$ , а также от частоты изменения электромагнитного поля  $f$  и его максимальной напряженности. При индукционном нагреве мощность выделяется в теле неравномерно: примерно 86 % всей мощности выделяется в «поверхностном слое», толщина которого  $\delta$  называется «глубиной проникновения» и определяется формулой

$$\delta = 503 \sqrt{\frac{1}{\mu f \sigma}}, \quad (7.77)$$

где выражено  $\sigma$  в  $(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ ,  $f$  – в Гц, а  $\delta$  – в метрах. Применяют индукционный нагрев на низких (50 Гц), средних (до 10 кГц) и высоких (свыше 10 кГц) частотах. Установка индукционного нагрева состоит из источника питания, блока емкостной мощности (конденсатора), устройства для создания переменного электромагнитного поля – индуктора и рабочего (нагревательного) пространства с жаропрочной облицовкой – индукционной печи (тигля). Индуктор состоит из индуктирующего провода, ток в котором создает переменное магнитное поле, и токопроводов для его подключения к источнику питания. В индукторах «одновременного» нагрева площадь индуктирующего провода равна площади нагреваемой поверхности, так что одновременно прогреваются все ее участки. При «непрерывно-последовательном» способе нагрева изделие непрерывно перемещается относительно индуктирующего провода, так что участки его поверхности нагреваются последовательно. Существуют индукторы весьма разнообразных конструкций для различных областей применения, например, индукторы для поверхностного нагрева и закалки деталей, нагрева листового материала, плавки металлов и т. д. Например, индуктор для закалки цилиндрических деталей способом «одновременного» нагрева выполняется массивным во избежание его перегрева и расплавления. На поверхности индуктирующего провода имеются отверстия для подачи на деталь закалочной воды после прекращения нагрева, которая одновременно охлаждает и сам индуктор. Для закалки внутренних поверхностей деталей диаметром более 50 мм используют многовитковые индукторы (соленоиды), при диаметре деталей менее 30–50 мм применяются «петлевые» индукторы с магнитопроводом и при диаметре детали менее 15 мм используют «стержневые» индукторы в виде коаксиально расположенной трубки. Для сквозного нагрева кузнечных заготовок применяются трубчатые индукторы большой длины, разделенные на несколько секций с отдельным охлаждением. При закаливании небольших плоских поверхностей «одновременным» способом нагрев осуществляют индукторами с плоскими спиралями или «зигзагообразным» индуктирующим проводом. При больших размерах поверхностей используют «непрерывно-последовательный» способ с перемещением детали над индуктирующим проводом. Нагрев торцевых поверхностей осуществляется зигзагообразным индуктирующим проводом, при непрерывном вращении детали для обеспечения равномерности нагрева.

Листовой материал прогревают в поперечном магнитном поле при частотах 10–70 кГц, так что «глубина проникновения» больше толщины листа. Зубья шестерен закаливают после прогрева в петлевом индукторе, охватывающем зуб с двух сторон, при закалке впадины между зубьями индуктирующий провод располагается по окружности шестерен, а против впадины помещаются магнитопроводы, входящие внутрь впадин при осуществлении нагрева. Специальные конструктивные исполнения нагревательных индукторов существуют и для ряда других деталей.

Индуктор вместе с комплектом устройств для перемещения нагреваемых деталей, системами водяного охлаждения, защиты, контроля и другими вспомогательными устройствами образуют индукционную нагревательную систему. Наиболее распространенными типами являются установки для сквозного нагрева деталей с последующей кузнечной обработкой и для поверхностной закалки стальных изделий. Сквозной нагрев кузнечных заготовок осуществляется в многовитковом индукторе с водяным охлаждением и жаропрочной футеровкой. Подача заготовок производится электромеханическим, пневматическим или гидравлическим приводом. Нагрев обычно проводится на низких и средних частотах для увеличения глубины проникновения. Таким способом обрабатываются заготовки из стали, меди, алюминия, молибдена, титана, циркония и их сплавов. Достоинствами индукционного нагрева являются, малый удар нагреваемого металла (менее 0,5 % для стальных заготовок) и высокая степень автоматизации процесса. При поверхностной закалке индуктор одной из описанных выше конструкций помещают на расстоянии не более 3–5 мм от поверхности детали для обеспечения высокого КПД процесса нагрева. Работа ведется на средних или высоких частотах, так что глубина проникновения соответствует глубине закалки металла.

Помимо отмеченных выше, примененный для нагрева деталей перед кузнечной обработкой или закалкой, индукционный нагрев широко используется для проведения очистки металлов зоной плавки, о чем уже упоминалось выше, а также для плавления металлов и приготовления расплавов. Эти процессы осуществляются в индукционных плавильных печах (тигельных и канальных) промышленного назначения. «Тигельная» печь состоит из индуктора в виде соленоида из медной трубки с водяным охлаждением и тигля, который, в зависимости от назначения печи, может быть выполнен из керамики, графита, стали и т. д. В таких печах выплавляют сталь, чугун, драгоценные металлы, медь, алюминий и др. Емкость тиглей достигает нескольких сотен тонн. Существуют тигельные печи весьма разнообразных конструкций – открытые, вакуумные, газонаполненные и компрессорные, питание осуществляется токами низкой, средней или высокой частоты. «Канальная» индукционная печь состоит из плавильной ванны и «индукционной единицы», содержащей индуктор, магнитный сердечник и так называемый «подовой камень» с каналом тепловыделения. Преобразование электромагнитной энергии в тепловую в этих печах, в отличие от тигельных, происходит в канале, постоянно заполненном электропроводящим током. Для первого пуска канальных печей в канал заливается расплавленный металл или вставляется шаблон из металла, для плавления которого предназначается печь. После окончания плавки металл не сливают из печи полностью, а оставляют так называемое «болото», обеспечивающее заполнение канала тепловыделения для последующего пуска печи. Для обеспечения замены отработавшего подового камня индукционные единицы обычно выполняют разъемными. В канальных печах обычно выплавляют чугун, цветные металлы и их сплавы.



Емкость плавильных ванн достигает сотен тонн. Питание канальных печей обычно осуществляется на промышленной частоте (50 Гц). Особенностью процесса плавки в индукционных печах по сравнению с другими промышленными способами является относительно низкая температурная шкала (поскольку тепло выделяется в распространенном металле), высокая производительность процесса плавления, интенсивное перемешивание и высокое качество выплавляемого металла. Индукционные печи применяются также для целей переплава и рафинирования (очистки) металлов и в качестве «миксеров» для хранения и дополнительного нагрева жидкого металла перед разливкой.

Важным техническим приложением нагрева вихревыми токами является индукционная (высокочастотная) сварка. Соединяемые детали располагаются под небольшим углом и контактируют в зоне сварки, в которой металл нагревается до плавления, сдавливаются обжимными роликами и обсаживаются; после остывания образуется прочное сварное соединение. Высокочастотная сварка широко применяется в производстве сварных труб. Трубная заготовка (свернутый лист), насаженная на сердечник, перемещается вращающимися роликами, обеспечивающими стыковку шва. Сердечник из феррита служит для увеличения интенсивности нагрева. При сварке труб малого диаметра (до 76 мм) в качестве источников питания используются ламповые генераторы с рабочей частотой 440 Гц, а для сварки труб больших диаметров (до 426 мм) – машинные генераторы, работающие на частоте 8 КГц. Различают два основных способа высокочастотной сварки – индукционный и контактный. При индукционном способе нагрев в месте сварки обеспечивается внешним индуктором в виде металлической ленты, навитой на трубу вблизи места расположения подающих роликов. При контактном способе высокочастотный ток подводится к свариваемым кромкам непосредственно с помощью металлических контактов. Скорость в высокочастотной сварке труб достигает 50 м/мин.

Из других практических применений индукционного нагрева следует упомянуть специальный метод лечения – «индуктотермию», при котором определенные участки тела больного нагреваются под воздействием переменного (с частотой 10–40 МГц) электромагнитного поля, индуцирующего в проводящих тканях организма вихревые токи. Сила этих токов пропорциональна проводимости среды и максимальна в наиболее «проводящих» местах организма, содержащих электролиты – кровь, лимфа и т. п. В нагреваемых участках организма выделяется определенное количество теплоты, что способствует повышению обмена веществ, усилению кровообращения и, следовательно, поступлению питательных веществ в ткани и удалению продуктов ее жизнедеятельности, а также понижению тонуса мышечных волокон и возбудимости нервов, т. е. снятию болевых ощущений. Это создает предпосылки для быстрого рассасывания воспалительных (в том числе и глубоко расположенных) очагов и лечения заболеваний периферических нервов. Для осуществления индуктотермии используются

высокочастотные генераторы электрических колебаний, например, аппарат ДКВ-2. Подвод ВЧ энергии от генератора к пациенту осуществляется посредством гибкого кабеля, изогнутого в виде цилиндрической или плоской спирали (кабельный электрод), или же дисковым аппликатором – плоской спиралью из медной трубки. Этот метод широко используется в физиотерапии, например, при лечении простудных заболеваний, связанных с воспалением слизистой оболочки, и т. д.

Большое значение для техники высоких частот имеет так называемый «скин-эффект» – резко неравномерное распределение переменного тока по сечению проводника. В результате скин-эффекта плотность тока оказывается значительно большей у поверхности проводника, чем вблизи его оси; переменный электрический ток как бы «вытесняется» из проводника. Неравномерность плотности тока возрастает с увеличением толщины (диаметра) проводника и повышением частоты изменения тока.

На сверхвысоких частотах (свыше 1 МГц) быстропеременный ток оказывается почти полностью сосредоточенным в тонком приповерхностном слое проводника.

Существование скин-эффекта также объясняется появлением вихревого электрического поля вследствие электромагнитной индукции.

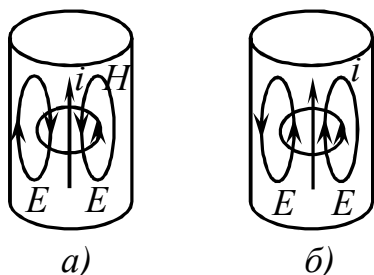


Рисунок 7.28

Пусть ток в цилиндрическом проводнике в рассматриваемый момент времени течет в направлении, указанном на рисунке 7.28, он создает магнитное поле  $\vec{H}$ , силовые линии которого располагаются в плоскости, перпендикулярной оси проводника. Пусть в рассматриваемый момент ток в проводнике усиливается (рис. 7.28, а), тогда возрастает и напряженность магнитного поля, что вызывает появление «вихревого» электрического поля  $\vec{E}$ , препятствующего усилению магнитного поля. Вектор  $\vec{E}$ , вблизи оси проводника направлен навстречу току и ослабляет его, в то время как у поверхности поле вызывает усиление тока, что эквивалентно «вытеснению» тока на поверхность проводника. Если ток ослабевает, то силовые линии электрического поля будут направлены так, как показано на рисунке 7.28, б, у оси поле поддерживает ток, а у поверхности – ослабляет его, т. е. способствует уменьшению силы тока. Таким образом, в обоих случаях вихревое электрическое поле способствует изменению тока на поверхности и препятствует изменению тока у оси проводника, т. е. приводит к ослаблению переменного тока у оси по сравнению с током в поверхностных слоях проводника.

Распределение плотности тока по глубине вследствие скин-эффекта имеет особенно простой характер, если проводник имеет форму пластины, толщина которой  $2D$  значительно меньше ее ширины: плотность тока на глубине  $y$  равна

$$j(y) = j_n e^{-y/\delta}, \quad (7.78)$$

где  $j_n$  – плотность тока у поверхности проводника,  $\delta$  – так называемая «глубина проникновения тока». Для немагнитных металлов  $\delta \sim (\sigma\omega)^{-1/2}$  ( $\sigma$  – электропроводность металла). Формула (7.78) справедлива в случае «сильного» скин-эффекта, когда  $\delta \ll D$ ; напротив, при  $\delta \gg D$  скин-эффект является «слабым», и плотность тока распределена приблизительно равномерно по сечению проводника.

В результате скин-эффекта «действующее» сечение проводника уменьшается, и, следовательно, сопротивление проводника возрастает; для медного провода толщиной 1 мм при повышении частоты до  $5 \cdot 10^5$  Гц сопротивление возрастает примерно в 1,7 раза, а на частоте  $5 \cdot 10^9$  Гц – уже в 17 раз. Поскольку индуктивность проводника пропорциональна его сечению, то вследствие скин-эффекта индуктивность  $L$  на высоких частотах уменьшается.

Существование скин-эффекта всегда необходимо учитывать в технике высоких частот. Поскольку внутренняя часть проводника практически не участвует в проведении быстропеременного тока, то высокочастотные соединения выполняются в виде полых цилиндрических проводников, поверхность которых (например, волноводов и коаксиальных линий) покрывают тонким хорошо проводящим слоем серебра. В сочетании с индукционным нагревом (вихревыми токами) скин-эффект используют для поверхностной закалки стали. Закаливаемая сталь помещается в магнитное поле быстропеременного тока, и ее поверхностный слой сильно разогревается. После этого образец стали быстро охлаждают, что и вызывает эффект поверхностной закалки.

Высокочастотное электрическое поле вызывает тепловой эффект не только в проводниках, но и в диэлектриках, что обусловлено наличием в последних так называемых «диэлектрических потерь» – диссипации энергии переменного электрического поля. При периодическом изменении напряженности поля  $\vec{E}$  в диэлектрике периодически изменяется также и его вектор поляризации  $\vec{P} = \epsilon_0 \alpha \vec{E}$  (см. гл. 1). Если диэлектрик состоит из полярных молекул, то он испытывает «ориентационную» поляризацию в электрическом поле, причем поворот дипольных моментов молекул в соответствии с направлением поля требует определенного времени релаксации – ввиду наличия сил сопротивления этому повороту (сил вязкого трения). В результате возникает сдвиг по фазе между изменениями векторов  $\vec{P}$  и  $\vec{E}$  и, следовательно, между векторами  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$ . Это означает, что диэлектрическая проницаемость вещества  $\epsilon$  является комплексной функцией частоты:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega). \quad (7.79)$$

При этом вектор электрического смещения имеет две составляющие  $D'$ , которая изменяется в фазе с  $\vec{E}$ , и  $D''$ , которая отстает по фазе от  $\epsilon$  на  $90^\circ$ . Таким образом, ток смещения имеет также «активную» составляющую, которая обуславливает диссипацию энергии, т. е. диэлектрические потери. Зависимости  $\epsilon'(\omega)$  и  $\epsilon''(\omega)$  имеют «дисперсионный» характер.

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{1 + (\omega\tau)^2}, \varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (7.80)$$

где  $\varepsilon_0$  – «статическая» диэлектрическая проницаемость при  $\omega=0$  (при этом  $\varepsilon''=0$ ), и  $\varepsilon_{\infty}$  – высокочастотная или оптическая диэлектрическая проницаемость ( $\omega \rightarrow \infty$ ). Различие между этими величинами может быть весьма значительным, так для воды  $\varepsilon_0 = 81$ , а  $\varepsilon_{\infty} = 1,33$ , т. е. в 60 раз меньше. Величина  $\varepsilon''$  велика при частотах вблизи  $\omega \approx 1/\tau$ , а при высоких и низких частотах резко уменьшается. Величина

$$\operatorname{tg}\beta = \varepsilon''/\varepsilon' \quad (7.81)$$

представляет собой «тангенс угла диэлектрических потерь» или «коэффициент потерь».

В результате наличия диэлектрических потерь в единице объема диэлектрика за единицу времени выделяется количество теплоты («удельная тепловая мощность»), равное

$$q = \varepsilon_0 \varepsilon' \operatorname{tg}\beta E^2 = \varepsilon_0 \varepsilon'' E^2, \quad (7.82)$$

где  $E$  – эффективное значение напряженности электрического поля в диэлектрике. Такой механизм потерь имеет место при отсутствии «активной» проводимости в твердых и жидких диэлектриках, содержащих полярные молекулы или же слабо связанные ионы (в последнем случае поляризация обусловлена малыми смещениями этих ионов под действием поля). Если же в диэлектрике имеется и «активная» («сквозная») проводимость, обусловленная, например, наличием электролитов в толще диэлектрика (к таким «несовершенным» диэлектрикам относятся, например, пищевые продукты, см. ниже), то к величине  $\varepsilon''$ , определенной по формуле (7.80), следует добавить еще слагаемое

$$\varepsilon'' = \sigma \varepsilon_0 \omega. \quad (7.83)$$

Эта составляющая существенно иначе зависит от частоты поля, чем «релаксационная» составляющая (7.80), и при низких частотах может стать преобладающей.

При изготовлении конденсаторов и изоляционных материалов эффект диэлектрических потерь является вредным, поскольку вызывает нагрев материала и ухудшение его изоляционных свойств. Однако диэлектрический нагрев в поле высокой частоты может быть использован в различных технических целях. При частотах 0,3–300 МГц такой нагрев может быть осуществлен в поле конденсатора, причем источником переменного поля обычно служит ламповый генератор электрических колебаний. При более высоких частотах – несколько ГГц – нагрев производится в «объемных резонаторах» – замкнутых металлических полостях, в которые вводится СВЧ-энергия от специальной генераторной лампы – магнетрона. Магнетрон представляет собой двухэлектродную электронную лампу с цилиндрической геометрией электродов, в которой электроны, летящие от катода к аноду, находятся под действием внешнего поперечного магнитного поля,

искривляющего траектории электронов. При определенной напряженности магнитного поля электроны описывают замкнутые траектории в межэлектродном промежутке, генерируя сверхвысокочастотные магнитные колебания большой мощности. В современных промышленных условиях диэлектрического нагрева напряженность переменного поля достигает 3000 кВ/м. Помимо магнетронов, для генерации мощных СВЧ-колебаний используются и другие источники – клистроны, лампы бегущей волны, и т. д., описанные в обширной специальной литературе. В результате скин-эффекта переменное электрическое поле СВЧ быстро затухает вглубь материала, который можно охарактеризовать определенной «глубиной» (см. выше). Обычно величина  $\delta$  для «несовершенных» диэлектриков типа древесины, бумаги, пищевых продуктов, содержащих в своей пористой структуре с растворенными в ней солями (электролит), составляет несколько сантиметров, что позволяет эффективно осуществлять СВЧ-нагрев. Этот способ тепловой обработки получил особое распространение в деревообрабатывающей и мебельной промышленности и применяется, например, для сушки древесины и бумаги, склеивания фанеры. Склеиваемые куски древесины нагреваются в СВЧ-поле коаксиального резонатора, обеспечивающего концентрацию поля в склеиваемом слое. Для склеивания больших поверхностей СВЧ-волна с помощью рупорной антенны фокусируется в пятно размером порядка  $\lambda/2$ . Диэлектрический нагрев используется также для нагрева пластмасс перед прессованием, сварки пластмасс и т. д. Все более широкое распространение на предприятиях общественного питания получают СВЧ-шкафы для диэлектрического нагрева пищевых продуктов – мясного фарша, теста и т. д. – при изготовлении различных изделий. Существуют промышленные образцы «бытовых» СВЧ-шкафов с мощностью 1–3 кВт, в которых доведение продукта до кулинарной готовности осуществляется за несколько минут. Внедрение таких методов на предприятиях общественного питания позволяет существенно интенсифицировать процесс раздачи готовых блюд и улучшить условия труда персонала. Поглощение СВЧ-энергии биологическими тканями лежит в основе специального метода лечения – «диатермии», заключающегося в нагреве органов и тканей организма токами высокой частоты. Тепловыделение в тканях обусловлено содержанием в них большого количества воды с растворенными в ней солями. Что приводит к большой величине  $tg\delta$ .

Сила высокочастотного тока при диатермии достигает 3 А, причем болевые ощущения, связанные с прохождением тока исчезают уже при частотах выше 1 МГц. Наиболее сильно нагреваются кожа, жир и мышцы, значительно слабее – легкие, печень и другие, особенно глубоко лежащие органы. Поэтому СВЧ-терапия дает наилучшие результаты при лечении заболеваний кожи и поверхностных слоев ткани – фурункулов, карбункулов и т. п. Кроме того, СВЧ-облучение оказывает благотворное терапевтическое действие при заболеваниях суставов, растяжениях и вывихах, а также при люмбаго. Обычно сеанс СВЧ-терапии длится не более 10 мин во избежание перегрева тканей выше допустимой нормы. Наряду с «неспецифическим»

тепловым действием СВЧ-облучения вызывает в организме также «специфические», не тепловые, процессы, природа которых в настоящее время является спорной. Специфические процессы проявляются более заметно при пониженных частотах, в то время как тепловой эффект преобладает при высоких частотах. Они проявляются в повышении активности вегетативной нервной системы, что выражается в усилении обмена веществ, лимфо- и кровообращении; СВЧ-облучение вызывает расслабление скелетной мускулатуры и мышц внутренних органов и повышение порога возбудимости нервов, поэтому диатермию используют также при лечении заболеваний, вызванных спазмами кровеносных сосудов, мочеочника и желчных протоков, хронических воспалительных заболеваний негнойного характера, воспалений нервов, невралгий и т. д.

Сверхчастотные радиоволны имеют исключительно важное значение для целей космической радиосвязи, в радиоастрономии и в других областях науки и техники; эти вопросы будут рассмотрены особо в гл. 8.

## ГЛАВА 8 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

### 8.1 Собственные электромагнитные колебания

Существует весьма обширный круг явлений, в которых имеют место электромагнитные колебания, т. е. периодические изменения электрических и магнитных величин – силы тока, напряжения, индукции магнитного поля, магнитного потока и т.д. Начавшееся в каком-либо месте пространства электромагнитное колебание распространяется дальше с определенной скоростью, этот процесс называется электромагнитной волной. Эти явления широко распространены в природе и используются в современной технике; наиболее ярким примером электромагнитной волны является свет, передающий нам большую часть информации о процессах, протекающих в окружающем материальном мире. Зачастую «световой канал» информации о данном объекте является единственно возможным (например, сведения о небесных телах). Радиоволны, отличающиеся от света лишь длинами волн, используются для целей передачи информации в земных условиях и при полетах в Космос. Перемены тока, используемые в различных технических устройствах (методы их создания рассматривались выше) представляют собой вынужденные электрические колебания и т. д. Некоторые вопросы из этого весьма обширного круга будут рассмотрены в данной главе.

При рассмотрении механических колебаний было установлено, что их физическая сущность заключается в периодическом взаимном превращении двух видов механической энергии – кинетической и потенциальной. Простейшей системой, на которой можно было проиллюстрировать этот факт, является маятник. Аналогичным образом, электромагнитные колебания представляют собой периодический процесс взаимопревращения двух видов электромагнитной энергии – электрической и магнитной. Простейшей системой для иллюстрации этих превращений является колебательный контур.

«Закрытый» колебательный контур (рис. 8.1) содержит катушку с индуктивностью  $L$  и конденсатор с емкостью  $C$ , соединенные друг с другом, причем индуктивность и емкость являются «сосредоточенными» параметрами, т. е. межвитковая емкость катушки и индуктивность соединительных проводов пренебрежимо малы. Сущность понятия «закрытый» контур заключается в том, что электромагнитная энергия, содержащаяся в контуре, не излучается в окружающее пространство, как будет видно из дальнейшего. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы все электрическое поле было

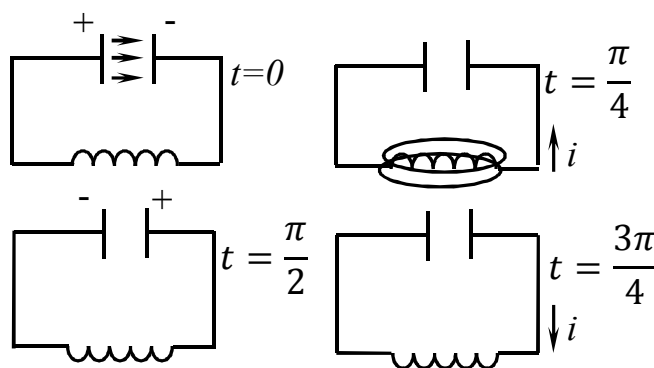


Рисунок 8.1

«заключено» внутри конденсатора, а всё магнитное поле – внутри катушки; для этого конденсатор должен иметь бесконечные размеры пластин, а катушка – бесконечную длину.

Ясно, что такая система является «физической абстракцией» (типа «материальной точки», «абсолютно твердого тела» и т. п.), созданной для иллюстрации физической сущности рассматриваемого явления электромагнитных колебаний.

Пусть в некоторый начальный момент времени  $t = 0$  конденсатор заряжен до некоторой разности потенциалов  $U_c$  (при этом внутри конденсатора создано электростатическое поле с напряженностью  $E_0 = \frac{U_0}{d}$ , где  $d$  – расстояние между обкладками), и на его обкладках имеется электрический заряд  $q_0 = CU_0$ . Если конденсатор замкнут на катушку индуктивности, то он будет разряжаться вследствие перетекания избыточных зарядов с одной обкладки на другую под действием кулоновских сил. Однако этот процесс не будет мгновенным из-за возникновения ЭДС самоиндукции в катушке, препятствующей нарастанию разрядного тока ( $E_c = -L \frac{di}{dt}$ ). В момент полной разрядки конденсатора ток достигает максимума, а ЭДС самоиндукции обращается в нуль (в максимуме тока  $\frac{di}{dt} = 0$ ). В этот момент электростатическое поле в конденсаторе, энергия которого первоначально была равна  $W_{c0} = \frac{q_0^2}{2C}$ , отсутствует, однако в катушке существует магнитное поле тока с максимальной напряженностью  $H_0 = ni_0$  ( $n$  – число витков на единицу длины катушки), в котором сосредоточена магнитная энергия  $W_{m0} = \frac{Li_0^2}{2}$ . После разрядки конденсатора ток начинает уменьшаться, однако его поддерживает ЭДС самоиндукции, в результате чего конденсатор перезаряжается и в момент прекращения тока ( $t = T/2$ , рис. 8.1) оказывается заряженным с противоположной полярностью. Согласно принятому допущению, утечки электрической энергии из контура не происходит, поэтому заряд  $q$  на обкладках конденсатора окажется равным первоначальному ( $q_0$ ). После этого конденсатор начинает разряжаться вплоть до момента времени  $t = 3T/4$ . В этот момент ток через катушку достигает максимального значения, равного  $i_0$ , поскольку утечки магнитной энергии из контура не происходит. В результате протекания тока, поддерживаемого ЭДС самоиндукции, конденсатор в момент  $t = T$  оказывается вновь заряженным так же, как и в начальный момент  $t = 0$ , после чего все описанные явления будут повторяться с периодом  $T$ . При этом все указанные электрические и магнитные величины ( $q$ ,  $I$ ,  $E$ ,  $H$ ), а также  $W_c = \frac{q^2}{2C}$  и  $W_m = \frac{Li^2}{2}$  будут также периодически изменяться во времени. Такой процесс в уединенном контуре, изолированном от внешних воздействий, получил название «собственных электрических колебаний». При отсутствии утечки электромагнитной энергии этот процесс будет продолжаться вечно и носить характер «незатухающих»



собственных электрических колебаний. Мы видим, что физическая сущность этого процесса заключается в периодическом превращении электрической энергии в магнитную и наоборот. Согласно закону сохранения энергии, сумма этих величин, т. е. полная электромагнитная энергия контура, будет оставаться неизменной во времени:

$$W = W_c + W_m = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2} = \frac{q_0^2}{2C} \pm \frac{Li_0^2}{2} = \text{const.} \quad (8.1)$$

Установим теперь закон периодического изменения электрических и магнитных величин в контуре и определим период колебаний  $T$ . Для этого воспользуемся законом сохранения энергии в виде:

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2} = \text{const.} \quad (8.2)$$

Дифференцируя почленно по  $dt$ , получим

$$\frac{1}{C} q \frac{dq}{dt} + Li \frac{di}{dt} = 0. \quad (8.3)$$

Учтем далее, что по определению силы тока,  $i = \frac{dq}{dt}$  (знак минус соответствует убыванию заряда на конденсаторе при протекании тока в контуре), и после некоторых преобразований придем к уравнению для  $q$  вида

$$\frac{dq}{dt} \left( \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q \right) = 0. \quad (8.4)$$

Это уравнение распадается на

$$\frac{dq}{dt} = 0, \quad (8.5)$$

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (8.6)$$

Решение первого из них имеет вид  $q = \text{const}$  и интереса не представляет, т. к. оно характеризует состояние заряженного конденсатора, не замкнутого катушкой. Второе из этих уравнений представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка, и его решение содержит две произвольные постоянные

$$q = q_0 \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (8.7)$$

Мы получили уравнение гармонических колебаний по закону синуса или косинуса. Здесь постоянная  $q_0$ , определяет максимальный заряд конденсатора, т. е. амплитуду величины заряда, величина  $(\omega t + \varphi)$  есть фаза, а  $\varphi_0$ , «начальная фаза» колебаний. Величина

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (8.8)$$

есть «циклическая частота» собственных колебаний в контуре («собственная частота» контура). Частота колебаний  $f_0 = \omega_0 / 2\pi$  и период колебаний

$T_0 = 2\pi / \omega_0$  определяются соотношениями

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad T_0 = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (8.9)$$

Формула (8.9) называется «формулой Томсона», а контур иногда называют «контуром Томсона». Период собственных электрических колебаний при отсутствии затухания пропорционален корню квадратному из индуктивности и емкости контура.

С помощью формулы (8.7) нетрудно установить закон изменения и других электрических и магнитных величин в контуре со временем. Разность потенциалов  $U$  и напряженность поля  $E$  в конденсаторе изменяются по тому же закону (8.7) в одной фазе с зарядом  $q$

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_0 \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (8.10)$$

$$E = \frac{U}{d} = \frac{U_0}{d} \cos(\omega_0 t + \varphi) = E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (8.11)$$

Энергия электрического поля в конденсаторе равна

$$W_c = \frac{q^2}{2C} = \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{q_0^2}{4C} [1 + \cos 2(\omega_0 t + \varphi_0)]. \quad (8.12)$$

Величина  $W_c$  изменяется от 0 до  $W_{c0} = \frac{q_0^2}{4C}$  с удвоенной частотой  $2\omega_0$ , причем среднее значение за период колебаний, равно  $\bar{W}_c = \frac{q_0^2}{4C}$ . Сила тока в контуре, согласно формуле  $i = -dq/dt$ , определяется выражением

$$i = \omega_0 q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = i_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = i_0 \cos\left(\omega_0 t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}\right). \quad (8.13)$$

Таким образом, колебания тока отстают по фазе от изменения заряда конденсатора на  $90^\circ$ . Напряженность поля в катушке равна

$$H = ni = ni_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = H_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (8.14)$$

и изменяется в одной фазе с силой тока. Аналогичное утверждение относится к магнитному потоку через катушку

$$\Phi = \mu\mu_0 HSN = \mu\mu_0 SNH_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = \Phi_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (8.15)$$

( $N$  – полное число витков катушки).

Энергия магнитного поля катушки определяется выражением

$$W_m = Li^2/2 = Li_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi)/2 = Li_0^2 [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi)]/4. \quad (8.16)$$

Величина  $W_m$  изменяется с удвоенной частотой  $2\omega_0$  от 0 до максимального значения  $Li_0^2/2$ , причем среднее значение равно  $\bar{W}_m = Li_0^2/4$ .

Нетрудно убедиться, что и

$$U_0 = \frac{q_0}{C}, \text{ а } i_0 = q_0 \omega_0 = q_0 \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (8.17)$$

Заметим, что согласно (8.10) и (8.13) величина  $R_0 = \frac{U_0}{i_0} = \sqrt{\frac{L}{C}}$  характеризует отношение амплитуд напряжения и тока и называется «волновым сопротивлением» контура.

Как уже указывалось выше, в реальном контуре всегда существуют потери энергии, связанные, прежде всего, с наличием активного сопротивления в контуре – сопротивления обмотки катушки и соединительных проводов.

На активном (омическом) сопротивлении  $R$  выделяется тепло по закону Джоуля – Ленца:  $Q = i^2 R t$ . Электромагнитная энергия контура постепенно расходуется на нагрев проводников, что приводит к уменьшению заряда на обкладках конденсатора и снижению силы тока в цепи, т. е. колебания «затухают» со временем, причем темп этого затухания, очевидно, зависит от мощности потерь.

Для количественного описания этого эффекта заметим, что в результате выделения тепла по закону Джоуля – Ленца электромагнитная энергия за время  $dt$  уменьшится на  $dQ = i^2 R dt$ , так что скорость убыли величины равна

$$\frac{dW}{dt} = -i^2 R = -\left(\frac{dq}{dt}\right)^2 R. \quad (8.18)$$

Поэтому закон сохранения энергии теперь принимает вид

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2} \right) = -i^2 R \quad (8.19)$$

или, после соответствующих преобразований,

$$\frac{dq}{dt} \left( \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q \right) = 0. \quad (8.20)$$

Это уравнение распадается на два

$$\frac{dq}{dt} = 0, \quad (8.21)$$

$$\left( \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q \right) = 0. \quad (8.22)$$

Решение уравнения (8.21) можно не учитывать. Уравнение (8.22) можно переписать в виде

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0, \quad (8.23)$$

где

$$\beta = \frac{R}{2L} \quad (8.24)$$

$\beta$  – «коэффициент затухания» для данного контура. Решение уравнения (8.23) при  $\omega_0 > \beta$  имеет вид

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (8.25)$$

где

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \quad (8.26)$$

Формула (8.26) описывает затухающие собственные колебания с амплитудой, убывающей со временем по экспоненциальному закону. Период колебаний

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} > T_0, \quad (8.27)$$

при наличии затухания возрастает по сравнению с периодом незатухающих колебаний. Амплитуда колебаний в каждый момент времени определяется выражением

$$A = q_0 e^{-\beta t}. \quad (8.28)$$

Заметим, что затухающие колебания, строго говоря, не являются периодическим процессом, поскольку через период  $T$  величина  $q$  теперь уже не повторяется, а становится меньше. «Периодичность» затухающих колебаний следует понимать в том смысле, что через период  $T$  достигаются максимальные (или минимальные) значения заряда и других электрических и магнитных величин в контуре.

Возьмем отношения двух последовательных амплитуд заряда и отстающих по времени на  $T$  друг от друга. Согласно формуле, получим

$$\frac{A}{A_2} = e^{\beta T}. \quad (8.29)$$

Величина

$$\delta = \ln \frac{A_1}{A_2} = \beta T \quad (8.30)$$

называется «логарифмическим декрементом затухания». В ряде случаев величина  $\delta$  оказывается более удобной характеристикой процесса затухания колебаний в контуре, поскольку она дает наглядное представление о скорости убывания амплитуды за период колебания. Кроме того, по величине  $\delta$  можно определить число колебаний  $N$ , за которое амплитуда уменьшится в  $e$  раз. Действительно, эта величина равна  $N = \frac{t_e}{T}$ , где  $t_e$  – соответствующее время, отсчитываемое от начала колебаний. Согласно формуле  $t_e = \frac{1}{\beta \ln q_0/q_l}$ , поэтому

$$N = \frac{1}{\beta T} = \frac{1}{\delta}. \quad (8.31)$$

Помимо величин  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $N$ , в радиотехнике используется еще так называемая «добротность» контура

$$Q = \pi N = \frac{\pi}{\delta}. \quad (8.32)$$

Поскольку  $\delta = \beta T = \frac{R}{2L} \frac{2\pi}{\omega} = \frac{R\pi}{\omega L}$ , то

$$Q = \frac{\omega L}{R}. \quad (8.33)$$

Добротность контура повышается при уменьшении его активного сопротивления; для контуров, используемых в современной радиотехнике, величина достигает  $10^6$ .

С увеличением коэффициента затухания частота колебаний уменьшается, а период возрастает согласно формуле (8.27). При  $\omega_0 = \beta$  частота обращается в нуль. Это означает, что при большом затухании разряд конденсатора через

индуктивность принимает апериодический характер – заряд спадает со временем до нуля, а колебания в контуре затухают. «Критическое» сопротивление  $R_k$ , при котором разряд конденсатора приобретает апериодический характер, определяется из условия

$$\beta = \frac{R_k}{2L} = \omega_0 \quad (8.34)$$

или

$$\frac{R_k}{2L} = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (8.35)$$

Отсюда для  $R_k$  следует

$$R_k = 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2R_0. \quad (8.36)$$

Таким образом, колебания в контуре, активное сопротивление которого более чем в 2 раза превышает волновое, возникнуть не могут. При  $\beta > \omega_0$  решение уравнения (8.23) принимает вид

$$q = A_1 e^{-B_1 t} + A_2 e^{-B_2 t}, \quad (8.37)$$

где постоянные  $A_1$  и  $A_2$  связаны соотношением, вытекающим из начального условия

$$A_1 + A_2 = q_0. \quad (8.38)$$

Величины  $B_1$  и  $B_2$  определяются выражениями

$$B_1 = \beta + \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}, \quad B_2 = \beta - \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}. \quad (8.39)$$

Если к условию (8.38) добавить еще условие отсутствия тока при  $t = 0$ , т. е.  $\frac{dq}{dt}(t = 0) = 0$ , то получается дополнительное соотношение

$$A_1 B_1 + A_2 B_2 = 0. \quad (8.40)$$

Из двух уравнений (8.38) и (8.40) можно определить константы  $A_1$  и  $A_2$ . В предельном случае очень больших затуханий, когда  $\beta \gg \omega_0$ ,  $B_1 > B_2$  разряд конденсатора носит экспоненциальный характер

$$q = q_0 e^{-B_2 t}. \quad (8.41)$$

При техническом использовании электромагнитных колебаний необходимо создать условия, при которых потери энергии каким-либо способом компенсируются извне. Одним из таких способов является создание вынужденных электрических колебаний путем включения в контур источника синусоидальной ЭДС. При этом возникает «цепь переменного тока», свойства таких цепей будут детально рассмотрены ниже. Другой возможностью является создание режима «автоколебаний», в котором энергия контура периодически пополняется в каждый период колебаний. Примером механической автоколебательной системы может служить часовой механизм. Сущность режима автоколебаний одинакова как для механических, так и для электрических систем: специальное устройство периодически подключает к системе внешний источник энергии (сжатая пружина, поднятая гиря,

аккумуляторная батарея и т. п.), который компенсирует потери колебательной энергии в системе.

Наиболее распространенным в современной технике способом создания автоколебаний в электрических контурах является использование различных электронных схем, содержащих электронные лампы или полупроводниковые приборы. Колебательный контур включен между катодом и сеткой триода (рис. 8.2). В цепи анода имеется источник питания (батарея) и катушка  $K$ , связанная индуктивной (магнитной) связью с катушкой  $L$ . При возникновении колебаний в контуре (например, в силу случайных причин) переменное напряжение на конденсаторе подается на сетку триода, что вызывает появление

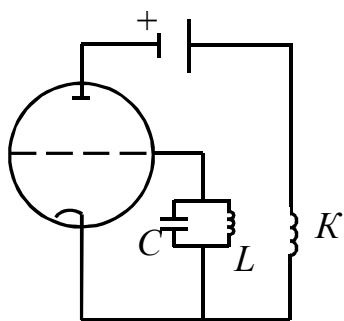


Рисунок 8.2

переменного тока в цепи анода, и, следовательно, в катушке  $K$ . Этот ток, в свою очередь, вследствие индуктивной связи между катушками, вызывает ЭДС взаимной индукции  $\varepsilon = -M \frac{d^2 q}{dt^2}$  в катушке  $L$  ( $M$  – коэффициент взаимной индукции).

При соответствующей взаимной ориентации витков обеих катушек ЭДС  $\varepsilon$  будет иметь то же направление, что и ток  $I$  в контуре, и совершать положительную работу по поддержанию тока. Подбирая нужную величину индуктивной связи между катушками,

можно добиться того, что работа ЭДС взаимной индукции за период колебаний станет больше энергии потерь. Тогда амплитуда колебаний в контуре будет нарастать до установления равенства поступающей и теряемой энергий, после чего в контуре установятся незатухающие колебания (автоколебательный режим). В этой схеме реализуется широко распространенный в технике принцип «обратной связи»: колебательный контур воздействует на анодную цепь лампы, которая, в свою очередь, оказывает воздействие на процессы в контуре. «Механическая» обратная связь между ходовой частью и пружиной реализуется в уже упомянутом часовом механизме. В современной технике

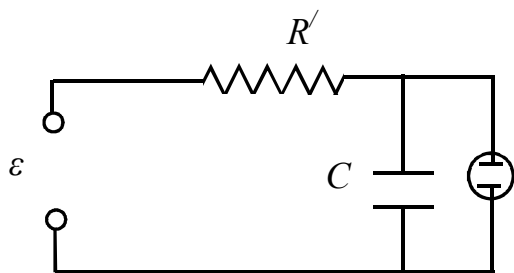


Рисунок 8.3

используются и многие другие электронные автоколебательные схемы для создания незатухающих электромагнитных колебаний. Они подробно описаны в специальной литературе.

Помимо « $LC$ -генераторов», содержащих контуры с индуктивностью и емкостью, в радиотехнике и измерительной технике используются также генераторы, в

которых индуктивность практически отсутствует, и возбуждаются так называемые «релаксационные колебания». Простой пример схемы, в которой возникают такие колебания, представлен на рисунке 8.3. Цепь содержит конденсатор  $C$ , заряжаемый через большое сопротивление  $R$  от источника питания  $\varepsilon$  и лампу  $L$ , соединенную параллельно конденсатору. После

включения источника питания конденсатор заряжается, и напряжение  $U = q/C$  на нем постепенно нарастает. Согласно закону Ома можно написать

$$\varepsilon = u + Ri. \quad (8.42)$$

Учитывая, что  $i = dq/dt = C dU/dt$ , после некоторых преобразований

получим уравнение

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{RC}U - \frac{\varepsilon}{RC} = 0. \quad (8.43)$$

Его решение при начальном условии  $u(t=0)$  имеет вид

$$U = \varepsilon \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right). \quad (8.44)$$

Таким образом, напряжение на конденсаторе нарастает по кривой с характерной «постоянной времени»  $\tau = RC$ . В некоторый момент времени  $t$ , напряжение на конденсаторе и, следовательно, на лампе Л достигает значения  $U_3$ , при котором лампа «пробивается», и в ней возникает разряд. При этом

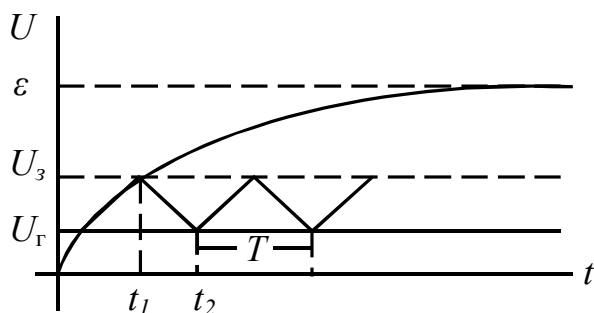


Рисунок 8.4

сопротивление плазмы газового разряда  $r$  может быть значительно меньше  $R$ , поэтому конденсатор начинает быстро разряжаться через лампу. В некоторый момент времени  $t_2$  напряжение падает до значения  $U_Г$ , при котором разряд в лампе гаснет, и восстанавливается ее большое первоначальное сопротивление. После этого конденсатор вновь начинает заряжаться через

сопротивление  $R$ , достигая значения  $U_Г$  и т. д. Этот процесс повторяется периодически, и напряжение на конденсаторе изменяется по «пилообразной» кривой (рис. 8.4). Подбирая параметры лампы и величину сопротивления  $R$ , можно добиться того, что время разрядки конденсатора будет малым, по сравнению со временем его зарядки. При этом период описанного процесса  $T$  определяется приближенной формулой

$$T = \frac{U_3 - U_Г}{\varepsilon} RC = \frac{U_3 - U_Г}{\varepsilon} \tau. \quad (8.45)$$

Такие «безиндуктивные» колебания называются «релаксационными», а время  $\tau$  – «временем релаксации».

Аналогами этого процесса в механике являются, например, вибрации вагонных тормозов, звучание струн смычковых музыкальных инструментов и т. п. явления. Достоинствами генератора являются отсутствие громоздких катушек индуктивности и возможность простой регулировки частоты релаксационных колебаний в весьма широких пределах.

В отличие от описанных выше колебаний в  $LC$ -контуре, релаксационные колебания носят «пилообразный», а не гармонический характер. В ряде случаев такая форма колебаний может быть непосредственно использована в

технических целях, например, генератор пилообразных колебаний управляет «разверткой» на экране электронно-лучевой трубки (см. ниже, гл.10). В других ситуациях может возникнуть необходимость получения релаксационных колебаний с формой, близкой к пилообразной. Это достигается в различных схемах, содержащих электронные лампы или полупроводниковые приборы и элементы (сопротивления и конденсаторы) со специальным образом подобранными параметрами.

В заключение отметим еще один способ создания незатухающих колебаний – «параметрическое возбуждение» колебаний. Он заключается в периодическом (плавном или скачкообразном) изменении параметров контура ( $L$  или  $C$ ) с помощью какого-либо устройства (например, электродвигателя). Наиболее интенсивная «раскачка» колебаний имеет место, когда частота изменения параметров контура будет равна  $2\omega_0$  – «параметрический резонанс». Сущность этого явления по существу та же, что и автоколебаний: изменяя параметры контура, мы, тем самым, периодически вводим в него энергию извне, которая компенсирует потери энергии в контуре (напомним, что собственная электрическая и магнитная энергии контура также изменяются с частотой  $2\omega_0$ ). Предлагались различные конструкции «параметрических машин» для возбуждения колебаний тока, которые описаны в специальной литературе. Отметим, что возможно параметрическое возбуждение также и механических колебаний. Типичным примером является раскачка качелей путем периодического приседания и распрямления ног, при этом поддержание колебаний осуществляется за счет мускульной энергии человека. Примеры параметрического возбуждения колебаний встречаются и в природе.

## 8.2 Переменный ток

Как указывалось выше, наиболее распространенным в технике методом поддержания незатухающих колебаний в электрической цепи является создание «вынужденных колебаний» путем включения в цепь источника внешней «синусоидальной» ЭДС, например, изменяющейся со временем с частотой  $\omega$  по закону

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t. \quad (8.46)$$

При этом в цепи создаются гармонические незатухающие колебания тока и других электрических и магнитных величин с частотой «вынужденной» ЭДС. Такие колебания в технике называются «переменным током».

Явления, происходящие в цепях переменного тока, обладают существенными особенностями по сравнению с цепями постоянного тока. Эти явления обусловлены, прежде всего, наличием «сдвигов фаз» между током и действующей в цепи ЭДС. Как мы увидим ниже, при наличии в цепи ЭДС вида (8.46) в ней протекает синусоидальный ток, сила которого определяется выражением

$$i = i_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (8.47)$$



где сдвиг фазы  $\varphi$  определяется всеми параметрами схемы (активными сопротивлениями, емкостями конденсаторов и индуктивностями катушек, имеющимися в цепи). Это вызывает определенные трудности при проведении расчетов этих цепей и обуславливает необходимость применения специальных расчетных методов, один из которых («символический метод») будет подробно описан ниже.

Необходимость появления указанных фазовых сдвигов нетрудно показать на простых примерах. Пусть генератор ЭДС замкнут на катушку с индуктивностью  $L$ , а активное сопротивление в цепи отсутствует. Тогда, согласно 2-му правилу Кирхгофа, для данного контура

$$\varepsilon + \varepsilon_0 = 0, \quad (8.48)$$

где  $\varepsilon_0 = -L \frac{di}{dt}$  – ЭДС самоиндукции, возникающая в катушке при изменении тока. С учетом (8.46) можно написать

$$\varepsilon_0 \cos \omega t = L \frac{di}{dt}. \quad (8.49)$$

Полагая, что в момент включения ЭДС ток в катушке отсутствовал, т. е.  $i(t)_{t=0} = 0$  найдем решение в виде

$$i = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} \sin \omega t = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) = i_0 \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (8.50)$$

Таким, образом, ток через катушку отстает по фазе на  $90^\circ$  относительно изменения внешней ЭДС (рис. 8.5). Это явление естественным образом объясняется правилом Ленца для направления индукционного тока: ЭДС самоиндукции в катушке препятствует нарастанию тока, поэтому он достигает максимума лишь в момент, когда внешняя ЭДС уже проходит через нуль. Величина

$$i_0 \omega L = U_{L_0} \quad (8.51)$$

характеризует амплитуду «падения напряжения» на катушке, а  $\omega L$  играет роль «индуктивного сопротивления». Если бы в цепи было только активное сопротивление  $R$ , ток совпадал бы по фазе с внешней ЭДС  $i = \frac{\varepsilon_0}{R} \cos \omega t$  или  $Ri = U = \varepsilon_0 \cos \omega t$ . Таким образом, в цепи переменного тока падение напряжения на индуктивности «опережает» падение напряжения на активном сопротивлении на  $\frac{\pi}{2} = 90^\circ$ . Это обстоятельство используется при построении «векторных диаграмм» для цепей переменного тока (см. ниже).

Проволочные катушки (часто с железным сердечником), используемые в цепях переменного тока, обычно называют «дресселями». При большой индуктивности, особенно на высоких частотах, дроссель оказывает значительное сопротивление переменному току, хотя его «активное» сопротивление (постоянному току) может быть малым ( $R \ll \omega L$ ). При этом, как

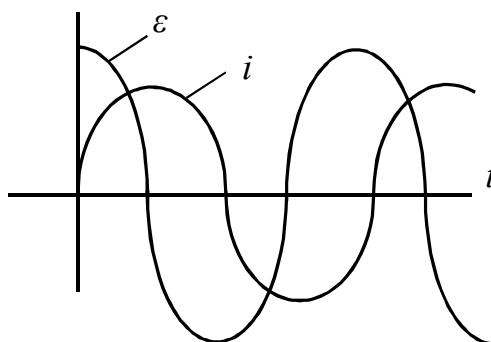


Рисунок 8.5

будет показано ниже, прохождение переменного тока через дроссель с малым активным сопротивлением практически не сопровождается выделением тепла по закону Джоуля – Ленца.

Рассмотрим теперь конденсатор с емкостью  $C$ , включенный в цепь с внешней ЭДС (8.46), при отсутствии индуктивности и активного сопротивления в цепи. Тогда разность потенциалов на обкладках конденсатора в любой момент времен равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C} = \varepsilon_0 \cos \omega t. \quad (8.52)$$

Поскольку  $i = \frac{dq}{dt}$ , то, дифференцируя почленно (8.52), получим

$$\frac{i}{C} = -\omega \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (8.53)$$

или

$$i = -\omega C \varepsilon_0 \sin \omega t = \frac{\varepsilon_0}{1/\omega C} \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) = i_0 \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (8.54)$$

Таким образом, ток через конденсатор опережает изменения внешней ЭДС по фазе на  $90^\circ$  (рис. 8.6). Амплитуда падения напряжения на конденсаторе

$$\frac{i_0}{\omega C} = U_{C_0} \quad (8.55)$$

«отстает» от падения напряжения на активном сопротивлении на  $90^\circ$ . Величина  $1/\omega C$  характеризует «емкостное

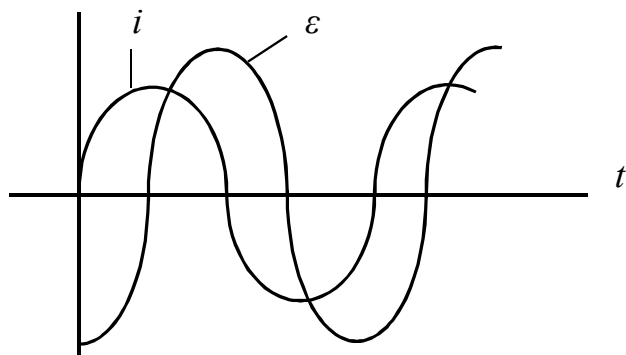


Рисунок 8.6

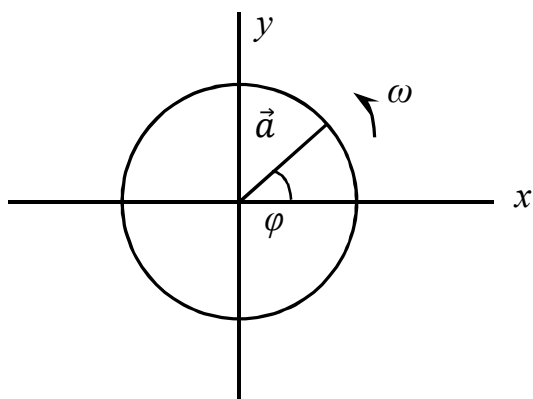


Рисунок 8.7

сопротивление» конденсатора переменному току. Смысл полученных результатов заключается в том, что заряд на конденсаторе создается протекающим ранее током, который, естественно, опережает по фазе колебания напряжения на обкладках.

Расчет цепей переменного тока в электротехнической практике обычно проводят с использованием так называемого «символического метода», в котором изменяющиеся по гармоническому закону («синусоидальные») величины представляются с помощью комплексных чисел  $z = x + iy$ , где  $i$  – «мнимая единица» ( $i = \sqrt{-1}$ ). Этот метод обладает рядом существенных достоинств и часто позволяет

существенно упростить электротехнические расчеты. Рассмотрим сущность и некоторые приложения «символического» метода.

Гармонические колебания с амплитудой  $a$ , частотой  $\omega$  и начальной фазой  $\varphi$  можно представить вращением вектора  $\vec{a}$  с угловой скоростью на плоскости  $(x, y)$  (рис. 8.7). При этом проекции вектора  $\vec{a}$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} x &= a \cos(\omega t + \varphi), \\ y &= a \sin(\omega t + \varphi). \end{aligned} \quad (8.56)$$

Используя известную из курса высшей математики формулу Эйлера

$$e^{i\delta} = \cos\delta + i\sin\delta, \quad (8.57)$$

составим комплексное число  $z$  вида

$$z = x + iy = ae^{i(\omega t + \varphi)}. \quad (8.58)$$

Вещественная ( $R_e$ ) и мнимая ( $I_m$ ) части этого числа равны  $x$  и  $y$ , соответственно

$$R_e z = x, \quad I_m z = y. \quad (8.59)$$

Запишем теперь гармоническое колебание в символической форме, опуская знак  $R_e$

$$x = ae^{i(\omega t + \varphi)}. \quad (8.60)$$

Введем далее «комплексную амплитуду»

$$A = ae^{i\varphi}. \quad (8.61)$$

Тогда колебание  $x(t)$  можно представить в виде

$$x = Ae^{i\omega t}. \quad (8.62)$$

В такой форме можно представить, в частности, гармонические колебания в электрическом контуре. Для представления затухающих колебаний следует считать комплексной и частоту  $\omega$

$$\omega = \omega_1 + i\omega_2. \quad (8.63)$$

Тогда (8.62) принимает вид

$$x = Ae^{i(\omega_1 + i\omega_2)t} = ae^{-\omega_2 t} e^{i(\omega_1 t + \varphi)}, \quad (8.64)$$

или, взяв вещественную часть

$$x = ae^{-\omega_2 t} \cos(\omega_1 t + \varphi). \quad (8.65)$$

Сущность символического метода заключается в том, что все действия над электрическими и магнитными величинами производятся в комплексной форме, а в конечном результате берутся вещественные части полученных выражений.

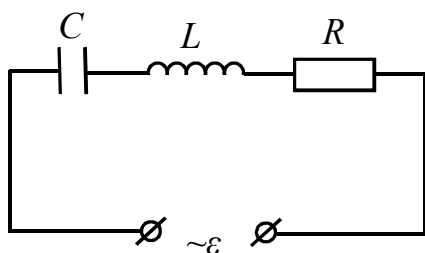


Рисунок 8.8

Применим данный метод к рассмотрению вынужденных колебаний в реальном контуре при наличии последовательно включенной внешней ЭДС (рис. 8.8)

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t. \quad (8.66)$$

Можно показать, что уравнение (8.23) теперь примет вид

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \omega t. \quad (8.67)$$

Исследование этого уравнения показывает, что его решение может быть представлено в виде суммы двух членов: решение однородного уравнения (без правой части), которое описывает собственные затухающие колебания, как было показано выше, и частного решения при конкретном виде правой части. Именно это слагаемое представляет наибольший интерес, поскольку оно описывает незатухающие (вынужденные) колебания. Для объяснения этого решения воспользуемся символическим методом и представим правую часть в виде

$$\frac{\varepsilon_0}{L} \cos \omega t = x_0 e^{i\omega t}. \quad (8.68)$$

Решение уравнения (8.67) ищем теперь в виде

$$q = q_0 e^{i\omega t}. \quad (8.69)$$

После подстановки в (8.67) и соответствующих преобразований получим

$$q_0 = \frac{x_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2\omega\beta i}. \quad (8.70)$$

Для нахождения силы тока в цепи, дифференцируем (8.69) по времени

$$I = i\omega q_0 e^{i\omega t} = \frac{i\omega \varepsilon_0 / L}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2\omega\beta i} e^{i\omega t} \quad (8.71)$$

(ток будет обозначен буквой  $I$ , чтобы не смешивать его с мнимой единицей ( $i$ )).

Представим это выражение в виде

$$I = \frac{\varepsilon}{z}, \quad (8.72)$$

где

$$z = \frac{L(\omega_0^2 - \omega^2 + 2\omega\beta i)}{i\omega} = 2\beta L + \frac{L(\omega_0^2 - \omega^2)}{i\omega} = 2\beta L + \left( \omega L - L \frac{\omega_0^2}{\omega} \right) i. \quad (8.73)$$

Учтем, наконец, обозначения  $\beta = \frac{R}{2L}$  и  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ ; тогда окончательно получим

$$z = R + i\omega L - \frac{i}{\omega C} = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}. \quad (8.74)$$

Формула (8.72) выражает закон Ома в комплексной форме для переменного (синусоидального) тока. Величина  $z$  состоит из трех слагаемых, соответствующих трем последовательно соединенным элементам цепи. Первый из них соответствует активному сопротивлению, величина  $i\omega L$  относится к катушке индуктивности и может быть названа комплексным индуктивным сопротивлением:

$$\tilde{R}_L = i\omega L = iR_L, \quad (8.75)$$

где  $R_L = \omega L$  будем называть «вещественным» индуктивным сопротивлением. Величина  $\frac{1}{i\omega C}$  относится к конденсатору и называется комплексным емкостным сопротивлением

$$\sim_c = \frac{1}{i\omega C} = -iR_C, \quad (8.76)$$

где  $R_C = \frac{1}{i\omega C}$  – есть «вещественное» емкостное сопротивление. Сумма  $\tilde{R}_L + \tilde{R}_C = (R_L - R_C)$  представляет собой комплексное «реактивное» сопротивление цепи. Наконец, величина  $z$  определяет полное (активное и реактивное) сопротивление схемы и называется «полным комплексным сопротивлением» или «импедансом» цепи переменного тока.

Итак, для цепи переменного тока сохраняется закон Ома, однако в комплексной форме. Смысл этого заключается в существовании сдвига фазы между током и внешней ЭДС. Это нетрудно установить на частных примерах, переходя к вещественной записи закона Ома.

1) Если в цепи отсутствует реактивное сопротивление ( $L = 0$ ,  $R_L = 0$ , и  $C = \infty$ ,  $R_C = 0$ ), то  $z = R$

$$I = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{\varepsilon_0}{R} \cos \omega t.$$

В этом случае в цепи течет переменный ток без сдвига фазы относительно внешней («вынуждающей») ЭДС.

2) Если в цепи имеется только индуктивность  $L$  ( $R = R_C = 0$ ), то  $z = i\omega L$  и  $\varepsilon = i\omega L I$  или  $I = i \frac{\varepsilon}{\omega L}$ , в вещественной форме

$$I = I_0 \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} = \frac{\varepsilon_0}{R_L}. \quad (8.77)$$

В этом случае ток отстает по фазе от внешней ЭДС на  $\frac{\pi}{2}$ , как уже было установлено выше.

3) Если в цепи имеется только емкость  $C$  ( $R = R_L = 0$ ), то  $z = -\frac{i}{\omega C}$  и  $I = i\omega C \varepsilon$  в вещественной форме после соответствующих преобразований может быть записана в виде

$$I = I_0 \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad I_0 = \varepsilon_0 \omega C = \frac{\varepsilon_0}{R_C}. \quad (8.78)$$

В этом случае ток опережает ЭДС по фазе на  $\frac{\pi}{2}$ . Для общего случая с учётом (8.74) формула (8.72) в вещественной форме после соответствующих преобразований может быть записана в виде

$$I = \varepsilon_0 / z_0 \cos(\omega t - \varphi) = I_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (8.79)$$

$$z_0 = \sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}, \quad (8.80)$$

$$\varphi = \arctg \left[ \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) / R \right]. \quad (8.81)$$

Величина  $z_0$  представляет собой «вещественный» импеданс цепи, а величина  $\varphi$  определяет сдвиг фазы между током и внешней ЭДС. Формулу (8.74) иногда называют законом Ома переменного тока в вещественной форме.

Смысл полученных результатов наглядно поясняется векторной диаграммой для цепи переменного тока (рис. 8.9). Для ее построения перепишем формулу (8.72) с учетом (8.74) в виде

$$\varepsilon = RI - i\omega LI + \frac{I}{i\omega C} = U_R + U_L + U_C. \quad (8.82)$$

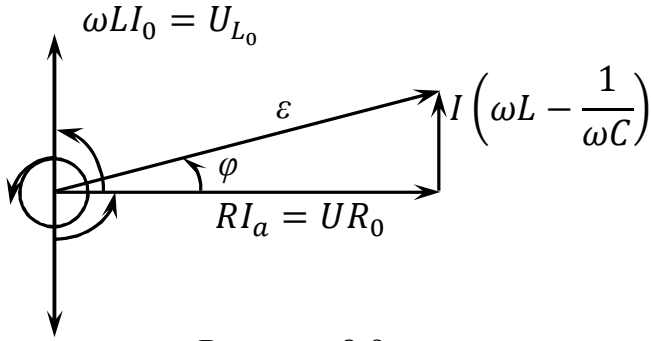


Рисунок 8.9

Это означает, что сумма падений напряжения на активном сопротивлении ( $U_R$ ), индуктивности ( $U_L$ ) и емкости ( $U_C$ ) равна действующей в цепи переменной ЭДС. Представим эти величины на диаграмме в виде векторов  $U_{L0}$ ,  $U_{C0}$ ,  $U_{R0}$ , вращающихся против часовой стрелки с одинаковой угловой скоростью  $\omega$  (рис. 8.9).

Здесь же отложим ЭДС в виде вектора  $\varepsilon$ . Согласно изложенному выше, вектор  $\omega LI_0$  вращается с опережением по фазе на  $\frac{\pi}{2}$  относительно  $RI_0$ , а вектор  $\frac{I_0}{\omega C}$  – с отставанием от  $RI_0$  на  $\frac{\pi}{2}$ . Суммарное «реактивное» падение напряжения изображается вектором  $I_0 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$ , а вектор  $\varepsilon_0$  равен сумме этой величины и  $RI_0$ , как показано на рисунке 8.9. Между векторами  $\varepsilon_0$  и  $I_0$  имеется сдвиг по фазе на угол  $\varphi$ . Из рисунка 8.9 видно, что

$$\varepsilon_0^2 = (RI_0)^2 + I_0^2 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 = (z_0 I_0)^2 \quad (8.83)$$

и

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (8.84)$$

Отсюда непосредственно получаются формулы (8.80) и (8.81).

Из изложенного выше следуют правила Кирхгофа для расчета цепей переменного тока при использовании символического метода. Первое правило Кирхгофа – сумма токов, сходящихся в узле, в любой момент времени равна нулю – сохраняет свою силу для цепей переменного тока без всяких изменений, поскольку оно выражает фундаментальный закон сохранения электрического заряда. Второе правило Кирхгофа может быть представлено в виде

$$\sum_k I_k z_k = \sum_k \varepsilon_k, \quad (8.85)$$

где

$$z_k = R_k + i\omega L_k + \frac{1}{i\omega C_k}. \quad (8.86)$$

Это означает, что при расчете цепи переменного тока необходимо учитывать комплексные импедансы всех выделенных замкнутых контуров, а не

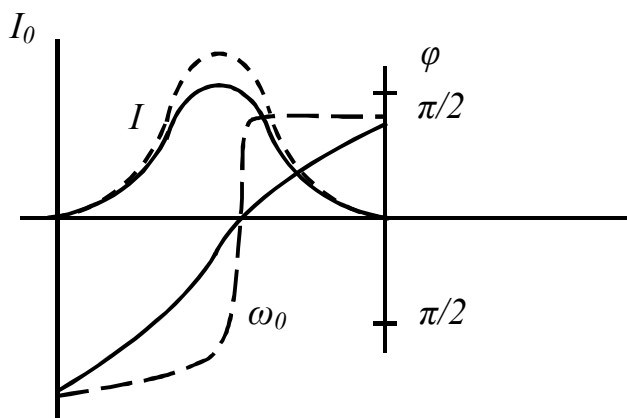


Рисунок 8.10

только активные сопротивления, как в цепях постоянного тока. В остальном процедура применения правил Кирхгофа ничем не отличается и широко применяется в электротехнических расчетах; один из примеров будет приведен ниже.

Рассмотрим теперь резонансные явления в цепях переменного тока (рис. 8.10). Обратимся вначале к последовательной цепи (8.8), для

которой амплитуда тока, согласно (8.79) и (8.80) может быть представлена в виде

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (8.87)$$

а сдвиг по фазе между током и ЭДС определяется формулой (8.81). При  $\omega = 0$  величина  $I_0 = 0$ ; это соответствует постоянному току, для которого конденсатор представляет собой разрыв цепи. Сдвиг фазы  $\varphi$  при этом обращается в  $(-\frac{\pi}{2})$ . При повышении частоты величина  $I_0$  также возрастает и достигает максимума при условии

$$\omega L = 1/\omega C, \text{ при частоте}$$

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (8.88)$$

При этом сдвиг фазы, согласно (8.81), обращается в нуль. При дальнейшем повышении частоты амплитуда тока убывает до нуля при  $\omega \rightarrow \infty$ , а сдвиг фазы стремится к  $(+\frac{\pi}{2})$ . Общий характер этих изменений представлен на рисунке 8.10. При

уменьшении активного сопротивления  $R$  (и, следовательно, коэффициента затухания  $(\beta = \frac{R}{2L})$  максимум на кривой  $I_0(\omega)$  «обостряется», а зависимость  $\varphi(\omega)$  приобретает «ступенчатый» характер.

Заметим также, что при низких частотах  $\omega < \omega_0$  ток опережает ЭДС ( $\varphi < 0$ ), т. е. цепь носит «емкостной» характер, при высоких частотах ( $\omega > \omega_0$ )  $\varphi > 0$ , и цепь становится «индуктивной». Особый практический интерес представляет случай, когда частота внешней ЭДС равна собственной частоте цепи  $\omega = \omega_0$  (отметим, что «собственная» частота затухающих колебаний в цепи с активным

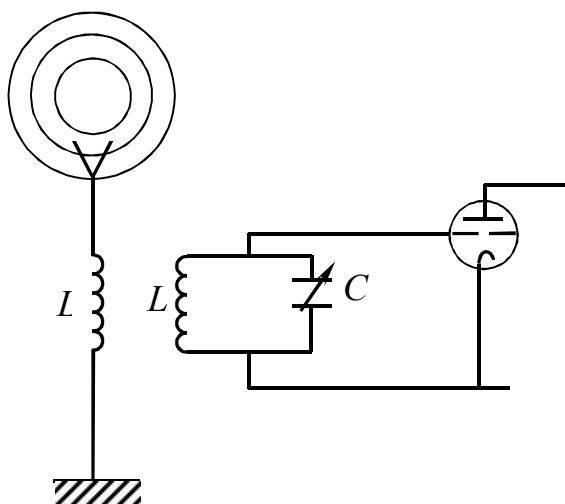


Рисунок 8.11

сопротивлением, равная  $\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  согласно формуле (8.26), отличается от  $\omega$ , однако при малом затухании этим различием можно пренебречь). При этом амплитуда тока достигает максимума, и разность фаз обращается в нуль, это явление называется «резонансом напряжений». Смысл этого термина становится понятным, если учесть, что при  $\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  амплитуды «напряжений»  $U_{C0} = i_0/\omega C$  и  $U_{L0} = i_0\omega L$  становятся одинаковыми (можно

показать, что при этом  $U_{C0} = U_{L0} = \varepsilon Q, \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q = \frac{\omega L}{R}$  – добротность рассматриваемого контура). Согласно векторной диаграмме, это означает, что в момент резонанса цепь становится «чисто активным» сопротивлением для переменного тока, что проявляется и в равенстве нулю сдвига фаз  $\varphi$ .

Явление резонанса напряжений имеет большое практическое значение для радиотехники. Приемная антенна (рис. 8.11), представляет собой колебательный контур с индуктивностью  $L_a$ , в котором возбуждаются колебания от множества передающих радиостанций. Входной каскад содержит колебательный LC-контур, индуктивно связанный с антенной. В нем возбуждаются колебания с заметной амплитудой (достаточной для дальнейшего усиления ламповой схемой) лишь на тех частотах, которые близки к собственной частоте контура. Величину можно изменять, например, с помощью конденсатора переменной емкости и тем самым «настраивать» контур на нужную частоту принимаемых радиоволн. Ясно, что «избирательность» этой настройки зависит от ширины резонансной кривой  $I_a(\omega)$  и повышается с увеличением  $Q$  – добротности приемного контура. Как уже упоминалось выше, в современной радиотехнике достигнуты значения  $Q \sim 10^6$ , что обеспечивает высокое качество настройки приемников.

Рассмотрим теперь явления, протекающие при параллельном включении внешней ЭДС в цепь переменного тока (рис. 8.12).

Вначале будем считать, что активное сопротивление в цепи отсутствует. Согласно изложенному выше, для такой разветвленной цепи можно составить два уравнения

$$I + I_2 = I_1 \quad (8.89)$$

и

$$i\omega L I_1 - i \frac{I_2}{\omega C} = 0. \quad (8.90)$$

Из этих уравнений для суммарного тока  $I$  следует

$$I = I_1(1 - \omega^2 LC) = I_1 \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right). \quad (8.91)$$

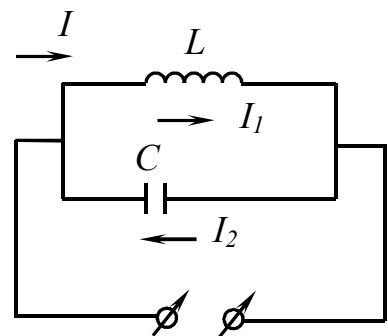


Рисунок 8.12



Отсюда видно, что при  $\omega = \omega_0$   $I = 0$ , т. е. ток в подводящих к конденсатору проводах отсутствует, а полный импеданс контура обращается в  $\infty$ . В контуре имеют место собственные колебания, так что токи  $I_1$  и  $I_2$  в ветвях контура текут в противофазе ( $I = I_1 - I_2 = 0$ ).

Это явление называется резонансом токов. В реальной цепи всегда имеется некоторое активное сопротивление, поэтому в действительности ток  $I$  не обращается в нуль.

Если, например, принять что активное сопротивление  $R$  имеется только в индуктивной ветви (сопротивление обмотки катушки), то решение соответствующих уравнений Кирхгофа дает

$$I_1 = \frac{\varepsilon}{R + i\omega L}, I_2 = -i\omega C\varepsilon, I = \frac{R - i\omega L + C\omega^2 L^2 \omega C + i\omega C R^2}{R^2 + \omega^2 L^2} \cdot \varepsilon \quad (8.92)$$

или для амплитуд и фаз

$$I_{01} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}, \quad I_{02} = \varepsilon_0 \omega C, \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega L}{R}. \quad (8.93)$$

В условиях резонанса ( $\omega = \omega_0, \frac{1}{\omega C} = \omega L$ )

$$I = \frac{R + iR \frac{R}{\omega L}}{R^2 + \omega^2 L^2} \cdot \varepsilon. \quad (8.94)$$

При условии  $R \ll \omega L$  эта формула упрощается

$$I = \frac{R}{\omega^2 L^2} \cdot \varepsilon \quad (8.95)$$

или для амплитудных значений

$$I_0 = \varepsilon_0 \frac{R}{\omega_0 L^2} = I_{01} \frac{R}{\omega L} = \frac{I_{01}}{Q}. \quad (8.96)$$

Таким образом, полный ток уменьшится с ростом добротности контура  $Q$ .

Резонанс токов нашёл широкое применение в технике, в частности, для выделения сигналов определенной частоты. Колебательный контур, настроенный на частоту сигнала, который требуется усилить, включен в анодную цепь триода (рис. 8.13). Входное сопротивление контура для тока резонансной частоты велико, поэтому изменение анодного напряжения может быть намного больше колебаний сеточного (входного) напряжения, т. е. сигнал резонансной частоты усиливается. Для других сигналов с  $\omega \neq \omega_0$  контур представляет собой малое сопротивление, и эти сигналы не усиливаются. Другие технические применения резонанса токов описаны в специальной литературе.

При протекании переменного тока в реальной цепи, содержащей активное сопротивление и «реактивные» элементы (индуктивность и емкость), в ней совершается определенная работа и выделяется тепло по закону Джоуля –

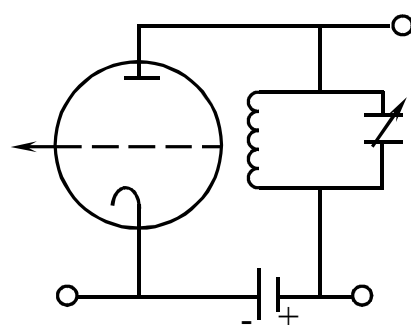


Рисунок 8.13

Ленца. Описание этих явлений обладает существенными особенностями по сравнению с цепями постоянного тока.

Рассмотрим вначале случай «чисто активного» сопротивления цепи переменного тока (индуктивность и емкость отсутствуют). При этом сдвиг по фазе между током и внешней ЭДС отсутствуют, и выражения для  $I$  и  $\varepsilon$  в вещественной форме имеют вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t, \quad I = I_0 \cos \omega t, \quad I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R}. \quad (8.97)$$

Мгновенное значение мощности, выделяемой в цепи, равно:

$$P_t = I\varepsilon = I_0 \varepsilon_0 \cos^2 \omega t. \quad (8.98)$$

Вся эта мощность расходуется на выделение на активном сопротивлении тепла по закону Джоуля – Ленца. Вычислим среднее значение мощности за один период колебаний

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T I\varepsilon dt = \frac{1}{T} \int_0^T I_0 \varepsilon_0 \cos^2 \omega t \cdot dt. \quad (8.99)$$

Интеграл  $\int_0^T \cos^2 \omega t \cdot dt = \frac{T}{2}$  (с учетом соотношения  $\cos^2 x = \frac{1 + \cos 2x}{2}$ ).

Поэтому величина  $\bar{P}$  равна

$$\bar{P} = \frac{1}{2} I_0 \varepsilon_0 = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}} = I_e \varepsilon_e. \quad (8.100)$$

Это означает, что в данной цепи переменного тока за большой промежуток времени, охватывающий много периодов колебаний, выделяется такая же мощность, как в цепи постоянного тока силой  $\frac{I_0}{\sqrt{2}}$  с ЭДС  $\frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}}$ . Величины

$$I_e = \frac{I_0}{\sqrt{2}}, \quad \varepsilon_e = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}} \quad (8.101)$$

называются «эффективными» или «действующими» значениями тока и ЭДС в цепи переменного тока, соответственно. Используемые в электроизмерительной технике амперметры, вольтметры и другие приборы обычно градуируются именно в «эффективных» значениях тока и напряжения.

Рассмотрим теперь общий случай, когда в цепи, помимо активного сопротивления, имеются еще реактивные элементы  $L$  и  $C$ , что обуславливает сдвиг по фазе между током и внешней ЭДС

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t, \quad I = I_0 \cos(\omega t - \varphi). \quad (8.102)$$

Сделаем вновь расчет средней мощности за период колебаний с помощью формулы (8.99)

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T P_t dt = \frac{1}{T} I_0 \varepsilon_0 \int_0^T \cos \omega t \cdot \cos(\omega t - \varphi) \cdot dt. \quad (8.103)$$

Используя известное тригонометрическое соотношение  $\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]$  приведем эту формулу к виду

$$\bar{P} = \frac{1}{2T} I_0 \varepsilon_0 \left\{ \int_0^T \cos \varphi \cdot dt + \int_0^T \cos(2\omega t - \varphi) \cdot dt \right\}. \quad (8.104)$$

Второй из интегралов дает 0, и окончательно получим

$$\bar{P} = \frac{1}{2T} I_0 \varepsilon_0 \cos \varphi = I_e \varepsilon_e \cos \varphi. \quad (8.105)$$

Эта формула отличается от (8.100) множителем  $\cos \varphi$ , который называется «коэффициентом мощности». Если в цепи отсутствуют реактивные элементы, или же частота  $\omega$  равна собственной частоте контура  $\omega_0$  (резонанс напряжений), то  $\cos \varphi = 1$  и мощность, отдаваемая генератором в цепь, максимальна. Напротив, при отсутствии в цепи активного сопротивления  $\varphi = \pm\pi/2$  (см. формулу (8.84)) и  $\bar{P} = 0$ ; происходит периодический обмен энергией между генератором и контуром, а рассеивания мощности не происходит.

При проектировании электрических сетей и линий электропередач стремятся распределить нагрузки (двигатели, нагревательные приборы и т. п.) таким образом, чтобы  $\cos \varphi$  был близок к единице. При наличии больших реактивных нагрузок (например, двигателей с большой индуктивностью обмотки)  $\cos \varphi$  может быть значительно меньше 1, и для передачи нужной мощности при заданном сетевом напряжении приходится увеличивать силу тока ( $I_e$ ), что связано с необходимостью увеличения сечения проводов (и, следовательно, приводит к увеличению расхода электротехнических материалов – меди и др.) и с возрастанием потерь на нагрев проводов. Обеспечение максимального  $\cos \varphi$  в ряде случаев представляет собой сложную инженерную задачу.

Описанные методы расчета цепей переменного тока и закономерности протекающих в них явлений носят общий характер. Ниже расчетная методика будет проиллюстрирована на примере трансформаторов напряжения.

### 8.3 Трансформаторы

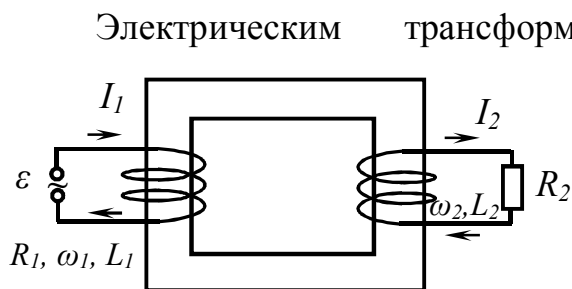


Рисунок 8.14

Электрическим трансформатором называется устройство для преобразования переменного напряжения с целью изменения его величины или расширения пределов измерительных приборов. Это устройство является статическим (не содержит подвижных частей), в основе его действия лежит явление электромагнитной индукции.

Трансформатор содержит ферромагнитный сердечник – «магнитопровод», – на котором размещены «первичная» обмотка и одна или несколько вторичных обмоток (рис. 8.14); между обмотками существует магнитная –

индуктивная связь. Если вторичной обмоткой служит часть первичной обмотки или наоборот, то устройство называется «автотрансформатором». В первичной обмотке действует переменная ЭДС и течёт переменный ток, возбуждающий магнитный поток в магнитопроводе. Основная часть магнитных силовых линий замыкается внутри магнитопровода; некоторая, сравнительно небольшая их часть, замыкается вне магнитопровода, образуя «поток рассеяния».

Полный расчет трансформатора, представляющего собой сложную электродинамическую систему, сопряжен с большими трудностями по ряду причин. Прежде всего, связь между напряженностью поля, создаваемой током в обмотке, и индукцией поля в магнитопроводе является нелинейной и неоднозначной из-за наличия явлений магнитного насыщения и гистерезиса в ферромагнитных материалах. Кроме того, при высоких частотах изменения тока сказывается влияние «паразитных» межвитковых емкостей и вихревых токов (см. ниже) в сердечнике. Структура магнитного поля, собственно, является сложной и изменяется во времени. Ввиду влияния этих и других факторов работа реального трансформатора сильно зависит от его конструкции и рабочего режима. Поэтому при инженерных расчетах приходится вводить различные упрощающие допущения, в частности, линейность зависимости  $B(H)$ , пренебрежимой малости влияния паразитных емкостей и т. п. При этом трансформатор может быть рассчитан с помощью символического метода, описанного выше.

Особенно простые результаты получаются для режима «холостого хода» трансформатора, когда вторичная обмотка разомкнута. Основным магнитный поток создает в первичной и вторичной обмотках ЭДС  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  соответственно

$$\varepsilon_1 = -\mathcal{W}_1 \frac{d\Phi_0}{dt}, \quad \varepsilon_2 = -\mathcal{W}_2 \frac{d\Phi_0}{dt}, \quad (8.106)$$

где  $\mathcal{W}_1$  и  $\mathcal{W}_2$  – число витков в соответствующих обмотках. Отношение

$$\frac{\mathcal{W}_1}{\mathcal{W}_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = K \quad (8.107)$$

называется «коэффициентом трансформации». Если пренебречь активными сопротивлениями обмоток, то напряжение на первичной обмотке равно  $U_1 = -\varepsilon_1$ , а на вторичной  $U_2 = \varepsilon_2$ , поэтому отношение напряжений на обмотках в этом режиме также равно  $K$  (обычно подразумеваются эффективные значения напряжений)

$$\left| \frac{U_1}{U_2} \right| = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = K. \quad (8.108)$$

Рассмотрим принципы более общего расчета трансформатора. С учетом активных сопротивлений в первичной и вторичной цепях уравнения электромагнитных колебаний в них принимают вид (индекс 1 относится к первичной, 2 – ко вторичной обмотке)

$$R_1 I_1 = \varepsilon - \frac{d\Phi_1}{dt}, \quad R_2 I_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt}. \quad (8.109)$$

Если пренебречь потоком рассеяния в сердечнике, то

$$\frac{1}{\Phi_2} = \frac{\mathcal{W}_1}{\mathcal{W}_2}. \quad (8.110)$$

или

$$\mathcal{W}_1 \Phi_2 = \mathcal{W}_2 \Phi_1. \quad (8.111)$$

Отсюда видно, что и для производных магнитного потока имеет место соотношение

$$\frac{d\Phi_1}{dt} : \frac{d\Phi_2}{dt} = \frac{\mathcal{W}_1}{\mathcal{W}_2}. \quad (8.112)$$

Тогда следует

$$\varepsilon = R_1 I_1 - \frac{\mathcal{W}_1}{\mathcal{W}_2} R_2 I_2. \quad (8.113)$$

В указанном выше предположении о линейности магнитных свойств сердечника можно принять

$$\Phi_1 = L_1 I_1 + L_{12} I_2, \quad \Phi_2 = L_{21} I_1 + L_2 I_2, \quad (8.114)$$

где  $L_{12} = L_{21}$  – коэффициент взаимной индукции первичной и вторичной обмоток. Имеем

$$\mathcal{W}_2 (L_1 I_1 + L_{12} I_2) = \mathcal{W}_1 (L_{21} I_1 + L_2 I_2). \quad (8.115)$$

Поскольку это соотношение должно выполняться при произвольных значениях  $I_1$  и  $I_2$ , то можно написать

$$\mathcal{W}_1 L_{12} = \mathcal{W}_2 L_{21}, \quad (8.116)$$

откуда

$$L_{12} L_{21} = L_1 L_2. \quad (8.117)$$

Тогда

$$L_{12} = L_{21} = \sqrt{L_1 L_2}. \quad (8.118)$$

Исходная система уравнений принимает вид

$$R_1 I_1 = \varepsilon - L_1 \frac{dI_1}{dt} - \sqrt{L_1 L_2} \frac{dI_2}{dt}, \quad R_2 I_2 = -\sqrt{L_1 L_2} \frac{dI_1}{dt} - L_2 \frac{dI_2}{dt} \quad (8.119)$$

для синусоидальных ЭДС  $\varepsilon \sim e^{i\omega t}$ , поэтому для стационарного режима работы трансформатора имеют место соотношения

$$(R_1 + i\omega L_1) I_1 + i\omega \sqrt{L_1 L_2} I_2 = \varepsilon, \quad i\omega \sqrt{L_1 L_2} I_1 + (R_2 + i\omega L_2) I_2 = 0. \quad (8.120)$$

Решая эту систему, для токов  $I_1$  и  $I_2$  в обмотках трансформатора можно получить выражения

$$I_1 = \frac{R_2 + i\omega L_2}{R_1 R_2 + i\omega (L_1 R_2 + L_2 R_1)} \cdot \varepsilon, \quad (8.121)$$

$$I_2 = \frac{-i\omega \sqrt{L_1 L_2}}{R_1 R_2 + i\omega (L_1 R_2 + L_2 R_1)} \cdot \varepsilon.$$

На практике активное сопротивление первичной обмотки  $R_1$ , обычно мало:  $R_1 \ll \omega L_1$ . В этом случае формулы (8.121) упрощаются (с учетом соотношения  $L \sim \mathcal{W}^2$ )

$$I_1 = \frac{R_2 + i\omega L_2}{i\omega L_1 R_2} \cdot \varepsilon, \quad I_2 = -\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \frac{\varepsilon}{R_2} = -\frac{\mathcal{W}_2}{\mathcal{W}_1} \frac{\varepsilon}{R_2}. \quad (8.122)$$

Величина  $U_2 = R_2 I_2$  определяет напряжение во вторичной цепи (на нагрузке  $R_2$ ). Согласно второй из формул (8.122)

$$U_2 = -\frac{\mathcal{W}_2}{\mathcal{W}_1} \varepsilon. \quad (8.123)$$

Таким образом, трансформатор повышает (или понижает) напряжение в соответствии с величиной коэффициента трансформации. Первое из выражений при  $R_l$  дает

$$L_1 I_1 + \sqrt{L_1 L_2} I_2 = \frac{\varepsilon}{i\omega}. \quad (8.124)$$

Если вторичная обмотка разомкнута, то  $R_2 = \infty$  и  $I_2 = 0$ ; тогда в первичной обмотке течет «ток холостого хода»

$$I_0 = \frac{\varepsilon}{i\omega L_1}. \quad (8.125)$$

Выражение можно представить в виде

$$\mathcal{W}_1 I_1 + \mathcal{W}_2 I_2 = \mathcal{W}_1 I_0. \quad (8.126)$$

Ток холостого хода отстает по фазе от ЭДС на  $\frac{\pi}{2}$ . При увеличении тока в нагрузке  $I_2$  (уменьшении  $R_2$ ) ток  $I_1$  также возрастает, что приводит к уменьшению сдвига фаз между  $I_1$  и  $\varepsilon$ .

Расчет средней электрической мощности  $P_0$  и средней мощности, потребляемой в первичной ( $P_1$ ) и вторичной ( $P_2$ ) обмотках, на котором мы останавливаться не будем, приводит к выражениям

$$P_0 = \frac{1}{2} \frac{1 + \alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2)}{1 + (\alpha_1 + \alpha_2)} \frac{|\varepsilon|^2}{R_1},$$

$$P_1 = \frac{1 + \alpha_2^2}{1 + (\alpha_1 + \alpha_2)} \frac{|\varepsilon|^2}{R_1}, \quad P_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{1 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} \frac{|\varepsilon|^2}{R_1}, \quad (8.127)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\omega L_1}{R_1}, \quad \alpha_2 = \frac{\omega L_2}{R_2}. \quad (8.128)$$

Полагая  $\alpha_2 = 0$  ( $R_2 = \infty$ ) можно найти мощность холостого хода

$$P_0^0 = \frac{1}{2(\alpha_1^2 + 1)} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{R_1}. \quad (8.129)$$

Мощность, потребляемая во вторичной цепи, максимальна при  $\alpha_2 = \sqrt{1 + \alpha_1^2}$ . На практике обычно  $\alpha_1 \gg 1$ , как уже указывалось выше. Тогда мощность  $P_2$  принимает при  $\alpha_2 = \alpha_l$  максимальное значение, равное

$$P_2^{max} \approx \frac{1}{8} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{R_1}. \quad (8.130)$$

При этом полная мощность равна:

$$P_0^{max} \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{R_1}. \quad (8.131)$$

КПД трансформатора определяется как

$$\eta = \frac{P_2}{P_0} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{1 + \alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (8.132)$$

При указанном условии  $\alpha_1 = \alpha_2$   $\eta = \frac{1}{2}$ , как видно, максимальный КПД достигается при  $\alpha_2 = 1$  ( $\omega L_2 = R_2$ ) и равен

$$\eta = \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + 2}. \quad (8.133)$$

При  $\alpha_1 \gg 1$   $\eta \rightarrow 1$ , тогда во вторичной цепи потребляется мощность

$$P_2 \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1} \approx P_0. \quad (8.134)$$

Таким образом, для достижения максимального КПД трансформатора необходимо стремиться к выполнению условий

$$\alpha_2 \approx 1, \quad \alpha_1 \gg 1. \quad (8.135)$$

КПД современных силовых трансформаторов (см. ниже) близок к 100 %.

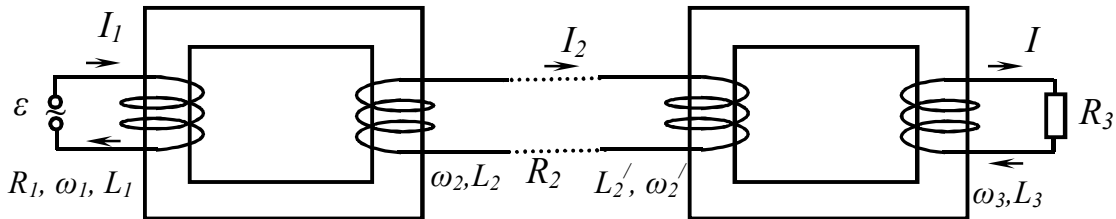


Рисунок 8.15

Рассмотрим еще кратко случай связанных трансформаторов, осуществляющих передачу электроэнергии на трансформаторных подстанциях (см. ниже). Схема к расчету показана на рисунке 8.15 (ток  $I_2$  течет в линии электропередачи). ЭДС генератора переменного тока на электростанции поступает в обмотку повышающего трансформатора, высокое напряжение с линии передачи подается на первичную обмотку понижающего трансформатора, от вторичной обмотки которого электроэнергия поступает к потребителю (в цепь нагрузки). Система уравнений для этой системы имеет вид

$$\begin{cases} R_1 I_1 = \varepsilon - L_1 \frac{dI_1}{dt} - \sqrt{L_1 L_2} \frac{dI_2}{dt} \\ R_2 I_2 = -\sqrt{L_1 L_2} \frac{dI_1}{dt} - L_2 \frac{dI_2}{dt} - L_2' \frac{dI_2}{dt} - \sqrt{L_2' L_3} \frac{dI_3}{dt} \\ R_3 I_3 = -\sqrt{L_2' L_3} \frac{dI_2}{dt} - L_3 \frac{dI_3}{dt} \end{cases} \quad (8.136)$$

В стационарном режиме работы трансформаторов решение системы принимает вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1 = \frac{(\alpha_2 \alpha_3 - 1) - i(\alpha_2 + \alpha_2' + \alpha_3)}{\alpha_2' + \alpha_3 - i} \frac{\varepsilon}{\omega L_1} \\ I_2 = -\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \frac{\alpha_3 - i}{\alpha_2' + \alpha_3 - i} \frac{\varepsilon}{R_2} \\ I_3 = \sqrt{\frac{L_2 L_3}{L_1 L_2'}} \frac{\alpha_2'}{\alpha_2' + \alpha_3 - i} \frac{\varepsilon}{R_3} \end{array} \right. , \quad (8.137)$$

где

$$\alpha_2 = \frac{\omega L_2}{R_2}, \quad \alpha_2' = \frac{\omega L_2'}{R_2}, \quad \alpha_3 = \frac{\omega L_3}{R_3}. \quad (8.138)$$

Величина  $R_2$  включает сопротивление вторичной обмотки первого трансформатора, первичной обмотки второго трансформатора и проводов линии электропередачи. При  $R_2 = 0$ ,  $\alpha_2' = \infty$  и третья из формул (8.137) дает

$$I_3 = \sqrt{\frac{L_2 L_3}{L_1 L_2'}} \frac{\varepsilon}{R_3} = \frac{\mathcal{W}_2 \mathcal{W}_3}{\mathcal{W}_1 \mathcal{W}_2'} \frac{\varepsilon}{R_3}. \quad (8.139)$$

Это означает, что в результате действия обоих трансформаторов напряжение на нагрузке равно  $\frac{\mathcal{W}_2 \mathcal{W}_3}{\mathcal{W}_1 \mathcal{W}_2'} \varepsilon$ . Если трансформаторы одинаковы, т. е.  $\mathcal{W}_1 = \mathcal{W}_3 \mathcal{W}_2 = \mathcal{W}_2'$ , то  $I_3 = \frac{\varepsilon}{R_3}$ ; при этом ток в нагрузке получается таким же, как в случае непосредственного подключения нагрузки к генератору с ЭДС. При условии  $R_1 = 0$  потребляемые мощности на участках 1, 2 и 3 цепи определяются, соответственно, выражениями,

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 0, \quad R_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha_2(\alpha_3^2 + 1)}{(\alpha_2' + \alpha_3)^2 + 1} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1}, \\ R_3 &= \frac{1}{2} \frac{\alpha_2 \alpha_2' \alpha_3}{(\alpha_2' + \alpha_3)^2 + 1}. \end{aligned} \quad (8.140)$$

Полная потребляемая мощность

$$P_0 = P_1 + P_2 + P_3 = \frac{1}{2} \frac{\alpha_2 \alpha_3 (\alpha_2' + \alpha_3) + \alpha_2}{(\alpha_2' + \alpha_3)^2 + 1} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1}. \quad (8.141)$$

Если  $R_2 = 0$ , то  $\alpha_2 = \infty$ ,  $\alpha_2' = \infty$  и  $P_2 = 0$ , т. е.  $P_3 = P_0$ . При этом вся мощность, вырабатываемая генератором, передается в нагрузку. КПД системы определяется в общем случае выражением



$$\eta = \frac{P_3}{P_0} = \frac{\alpha_2' \alpha_3}{1 + \alpha_3(\alpha_2' + \alpha_3)}. \quad (8.142)$$

Его величина максимальна при  $\alpha_3 = 1$ ; если  $\alpha_2' \gg 1$ , то максимальный КПД близок к 1. Тогда для мощностей  $P_0$  и  $P_3$  получаются выражения

$$P_0 = \frac{\alpha_2}{2} \frac{\alpha_2' + \alpha_3 + 1}{(\alpha_2' + \alpha_3)^2 + 1} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1} \approx \frac{\alpha_2}{2\alpha_2'} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1}$$

$$P_3 = \frac{\alpha_2}{2} \frac{\alpha_2'}{(\alpha_2' + \alpha_3)^2 + 1} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1} \approx \frac{\alpha_2}{2\alpha_2'} \cdot \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1} \approx P_0. \quad (8.143)$$

Если же все параметры обмоток, кроме 3, неизменны, то потребляемая в нагрузке мощность  $P_3$  максимальна при условии

$$\alpha_3 = \sqrt{1 + \alpha_2'^2} \approx \alpha_2' \quad (8.144)$$

и составляет

$$P_3^{max} \approx \frac{\alpha_2 |\varepsilon|^2}{2\omega L_1}. \quad (8.145)$$

Такое же выражение при этом получается и для  $P_2$ , так что КПД системы составляет примерно 50 %. Как и в приведенном выше расчете одиночного трансформатора, оказывается, что требования максимальной мощности, потребляемой в цепи нагрузки, и максимального КПД несовместимы, и на практике необходимо выбирать режим работы трансформатора из дополнительных соображений (прежде всего экономических). Отметим, что аналогичная ситуация имеет место при условии  $\alpha_3 = 0$  (цепь нагрузки разомкнута). Тогда мощность, потребляемая в системе, равна

$$P_0^{(0)} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_2}{1 + \alpha_2'^2} \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1} \approx \frac{1}{2} \frac{\alpha_2}{\alpha_2'^2} \frac{|\varepsilon|^2}{\omega L_1}. \quad (8.146)$$

При максимальном КПД  $P_3/P_0^{(0)} \approx \alpha_2'$ , т. е. определяется параметрами

линии электропередачи. Ещё раз отметим, что изложенный метод расчета режима работы трансформаторов является приближенным и указывает лишь на общие закономерности. При наличии существенных отступлений от принятых упрощающих допущений (см. выше) методика расчета существенно усложняется. Конструкция и режим работы трансформатора зависят от его назначения. Основным видом трансформаторов являются «силовые» трансформаторы, которые работают при определенных постоянных действующих значениях напряжения и служат для преобразования энергии переменного тока в различных сетях энергетических систем, системах автоматики и т. п. Рабочая частота силовых трансформаторов составляет 50 Гц, в США и некоторых других странах – 60 Гц. Мощность современных силовых

трансформаторов достигает 1300 МВА, при напряжении до 750 кВ. В частности, силовые трансформаторы, устанавливаемые на линии электропередач, используются для повышения напряжения генераторов электростанций (10–15 кВ) до 220–750 кВ, что позволяет передавать электроэнергию по воздушным линиям передач на многие тысячи км. В местах потребления электроэнергии осуществляется понижение напряжения до «сетевого» напряжения (обычно 220 или 380 В). Повышение или понижение напряжения осуществляется на трансформаторных подстанциях – «повышающих» и «понижающих». Энергия от высоковольтных линий электропередач поступает на районные понижающие подстанции, которые передают напряжение на главные понижающие подстанции. Главные подстанции понижают напряжение до 6, 10 или 35 кВ и передают его на местные и цеховые подстанции, на которых осуществляется окончательное понижение напряжения и распределение электроэнергии между потребителями. Мощные силовые трансформаторы, используемые на этих подстанциях, имеют КПД до 99 %; их обмотки обычно изготавливаются из меди, а магнитопроводы набираются из листов холоднокатаной электротехнической стали толщиной 0,5–0,35 мм с хорошей намагничиваемостью и узкой петлей гистерезиса. Для изоляции и охлаждения обмоток такие трансформаторы обычно погружают в баки, заполненные специальными «трансформаторными маслами» (обычно нефтяные масла с малым содержанием воды и других примесей, с температурой застывания не выше  $-45^{\circ}\text{C}$  и температурой вспышки не ниже  $+135^{\circ}\text{C}$ ). Однако применяются и безмасляные – «сухие» – трансформаторы, в частности, маломощные многообмоточные трансформаторы для различных систем автоматики и радиотехнических устройств. Для улучшения теплоотвода в силовых трансформаторах применяют трубчатые радиаторы с воздушным или водяным охлаждением. Существуют различные специальные типы силовых трансформаторов, например, трансформаторы с регулированием под нагрузкой, в которых имеется возможность изменения коэффициента трансформации без необходимости разрыва цепи потребителя. Обычно при этом ступенчато изменяется напряжение на вторичной обмотке путем переключения секций обмоток или подключения к нагрузке «вольтодобавочного» трансформатора с регулируемым вторичным напряжением. Имеются также трансформаторы с плавной регулировкой напряжения, например, путем перемещения токосъёмного контакта по оголённому от лаковой изоляции участку обмотки, как в весьма распространенных в лабораторной практике автотрансформаторах («ЛАТРАХ»). Многочисленные специальные конструкции силовых трансформаторов описаны в специальной литературе.

Другой широкий класс трансформаторов образуют «измерительные» трансформаторы тока и напряжения, предназначенные для расширения пределов амперметров и вольтметров и изолирования приборов от цепей высокого напряжения. Измеряемый ток или напряжение подаются на первичную обмотку трансформатора, а вторичные обмотки соединены с измерительными или контрольными приборами. Измерительные

трансформаторы напряжения работают в режиме, близком к холостому ходу; отношение первичного и вторичного напряжений имеет стабильное значение, указываемое на маркировочном щитке трансформатора. Номинальное вторичное напряжение для всех измерительных трансформаторов напряжения устанавливается равным 100 В. Измерительные трансформаторы тока имеют первичную обмотку с малым числом витков (при измерении больших токов – часто из одного витка), последовательно включаемые в цепь нагрузки, в которой измеряется ток. Приборы, включаемые во вторичную обмотку (амперметры) обычно имеют малое сопротивление, так что трансформатор работает в режиме, близком к короткому замыканию. Отношение первичного тока ко вторичному в нормальном режиме стабильно близко к номинальному коэффициенту трансформации. Номинальное значение вторичного тока устанавливается равным 5 или 1 А. Для цепей постоянного тока используются специальные измерительные трансформаторы, действующие по принципу «магнитного усилителя» (измеряемый постоянный ток изменяет состояние насыщения ферромагнитного сердечника и тем самым управляет величиной переменного тока, которое измеряется прибором).

Помимо этих основных типов, существуют еще многочисленные специальные типы трансформаторов, используемые в технике и научных исследованиях. Например, в радиотехнике и радиолокации, телевизионной технике применяют «импульсные» трансформаторы, предназначенные для преобразования коротких импульсов тока с целью создания импульсов высокого напряжения, изменения полярности сигналов, отделения переменного сигнала от постоянной составляющей, сложения сигналов и т. п. Современные трансформаторы должны обеспечивать передачу без искажений формы импульсов до нескольких десятых мкс. Для обеспечения такой передачи принимают специальные меры для уменьшения магнитного рассеяния, снижения величин паразитных межвитковых ёмкостей, уменьшения силы вихревых токов в сердечнике и различных нелинейных искажений. С этой целью сердечники импульсных трансформаторов обычно выполняются из специальной стальной ленты толщиной 0,1–0,05 мм с большой магнитной проницаемостью. Сердечник и обмотка импульсного высоковольтного трансформатора большой мощности обычно погружаются в бак с трансформаторным маслом с высокой температурой вспышки (до 150 °С). Мощности импульсных трансформаторов достигают (в импульсе) нескольких МВт. Для преобразования синусоидального переменного напряжения в импульсный сигнал с изменением полярности в каждый полупериод используются «пик-трансформаторы». В одной из простейших конструкций пик-трансформатора магнитопровод имеет различную толщину стержней. Вторичная обмотка помещается на более тонком стержне. При протекании через первичную обмотку переменного тока в магнитопроводе возникает магнитный поток, величина которого уже при слабых токах достаточна для насыщения тонкого стержня магнитопровода. Поэтому ЭДС, возникающая во вторичной обмотке, принимает импульсный – «пиковый» – характер. Обычно

«пик-трансформаторы» используются в различных системах автоматики, а также в высоковольтных лабораторных установках.

Для уменьшения влияния электромагнитного поля, создаваемого переменным током в контактной сети электрического трансформатора (железные дороги), на находящихся поблизости воздушных и кабельных линиях связи и других коммуникациях применяются «отсасывающие трансформаторы». Первичная обмотка такого трансформатора включается в рассечку контактной сети, а вторичная в рассечку рельсов, причем коэффициент трансформации делается равным 1. Токи контактной сети вызывают появление в смежных коммутациях ЭДС индукции, нарушающие их нормальную работу, а иногда и создающие опасность для обслуживающего персонала. Токи в рельсах имеют направление, противоположное направлению токов в контактной сети, и поэтому ослабляют указанное вредное влияние контактной сети, создавая ЭДС индукции противоположного знака; таким образом, они обуславливают защитный – «экранирующий» эффект. Однако токи в рельсах существенно ослабляются из-за утечки части тока в землю, играющую роль проводника, подсоединенного параллельно рельсам. Токи утечки, протекающие на большой глубине, почти не создают указанного «защитного» эффекта. Включение «отсасывающего» трансформатора указанным выше образом приводит к тому, что во вторичной обмотке принудительно поддерживается ток, равный току первичной обмотки; вследствие этого в землю уходит теперь меньший ток утечки, и экранирующий эффект токов в рельсах усиливается. С целью повышения эффективности действия отсасывающих трансформаторов к опорам контактной сети подвешивают дополнительный («обратный») провод, соединенный параллельно с рельсами, в рассечку которого включается вторичная обмотка отсасывающего трансформатора; этим достигается усиление экранирующего эффекта приблизительно в 2 раза. Обычно трансформаторы устанавливаются через 1,5–3 км при первой схеме включения (в рельс) или 3–6 км при второй схеме включения (в обратный провод).

Помимо перечисленных выше наиболее распространенных типов трансформаторов, существуют и другие специальные виды, отличающиеся большим разнообразием конструктивных исполнений (например, сварочный трансформатор, служащий для регулирования режима электросварки и т. д.). С их описанием можно ознакомиться в специальной литературе.

## **8.4 Уравнения Максвелла**

Выше, в гл. 6 и 7 были описаны экспериментальные факты, свидетельствующие о неразрывной связи электрических и магнитных явлений. Среди них можно выделить некоторые основные закономерности, которые в своей совокупности дают возможность полного описания любого из явлений электромагнетизма. Эти закономерности обобщенно описываются системой «уравнений Максвелла». Одним из следствий этих уравнений оказывается тот

факт, что электрические и магнитные колебания (периодические изменения величин  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и т. д.), возбуждённые в какой-либо точке пространства, передаются другим точкам в любых средах, в том числе и в вакууме. Процесс распространения электромагнитных колебаний называется электромагнитной волной.

Рассмотрим подробнее физический смысл явления электромагнитной индукции, описанного в главе 7. При изменении магнитного поля в помещённом в него проводнике возникнет ЭДС индукции, не зависящая ни от природы, ни от физического состояния проводника:  $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}$ . Она определяется только быстротой изменения магнитного потока. Отсюда ясно, что причина появления ЭДС связана с возникновением электрического поля в пространстве, в котором имеется изменяющееся магнитное поле. Проводники при этом играют лишь роль «детекторов», обнаруживающих это поле по движению перемещаемых ним свободных носителей заряда в проводнике, и их наличие не имеет принципиального значения для возникновения «индуцированного» электрического поля. Из закона электромагнитной индукции следует также, что это индуцированное поле, в отличие от электростатического поля, носит «вихревой» характер – его силовые линии представляют собой замкнутые кривые. Действительно, электростатические силы не в состоянии перемещать заряды по замкнутым траекториям, поскольку силовые линии поля начинаются на положительных и заканчиваются на отрицательных зарядах. Напротив, ЭДС индукции вызывает движение носителей заряда по замкнутым траекториям, и циркуляция напряженности индуцированного поля, согласно определению ЭДС (2.17) (см. гл. 2), равна величине  $\mathcal{E}$

$$\oint \vec{E}_i d\vec{l} = \mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (8.147)$$

(циркуляция напряженности электростатического поля равна нулю).

При этом интеграл берется по замкнутому контуру вдоль силовой линии индуцированного поля. Заметим, что по определению магнитного потока величину  $d\Phi$  можно представить как

$$d\Phi = B_n dS = (\vec{B} d\vec{S}) \quad (8.148)$$

(направление вектора совпадает с направлением нормали  $\vec{n}$  к площадке  $dS$ ). Опуская индекс  $i$ , перепишем (8.148) в виде

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_{(S)} \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S} \quad (8.149)$$

(интеграл в правой части берется по всей площади, пронизываемой магнитными силовыми линиями). Эта формула выражает первое уравнение Максвелла в интегральной форме. Применяя известную теорему Стокса, векторного анализа, можно привести (8.149) к «дифференциальной форме»

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}, \quad (8.150)$$

где  $\operatorname{rot} \vec{E}$  (ротор или «вихрь») – вектор, который в прямоугольной системе координат с ортами  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  выражается формулой

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \vec{k}, \quad (8.151)$$

где  $E_x, E_y, E_z$  – компоненты вектора  $\vec{E}$ . Таким образом, векторному уравнению (8.150) соответствуют три скалярных дифференциальных уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (8.152)$$

Смысл первого уравнения Максвелла заключается в том, что любое изменяющееся магнитное поле вызывает появление в пространстве вихревого электрического поля.

Анализ экспериментальных фактов свидетельствует и о наличии обратного явления – изменяющееся электрическое поле порождает магнитное поле (также носящее вихревой характер). Для установления этого фундаментального факта обратимся к исследованию физического смысла явления прохождения переменного тока через конденсатор («емкостное сопротивление»), описанного выше, в п. 8.2. Для постоянного тока конденсатор представляет собой разрыв цепи. После подключения его к источнику постоянной ЭДС в цепи протекает кратковременный «зарядный ток», после чего на конденсаторе устанавливается разность потенциалов  $U$ , равная ЭДС источника, на обкладках возникает заряд  $q = CU$ , ток в цепи прекращается. При включении в цепь конденсатора переменной ЭДС в соединительных проводах протекает переменный ток, представляющий собой периодическое «перетекание» зарядов с одной обкладки на другую – ток проводимости. При этом заряд на обкладках конденсатора также периодически изменяется по величине и по знаку, и индукция электрического поля между обкладками  $D = \sigma = q/S$  ( $S$  – площадь обкладки) также периодически изменяется. Это изменяющееся электрическое поле получило название «тока смещения»; следует отметить, что этот термин является неудачным, поскольку описанное явление имеет место не только в диэлектрике, но и в вакууме, где никакого «смещения» зарядов не происходит. Это название сохраняется лишь в силу традиции. Таким образом, для переменного тока цепь, содержащая конденсатор, оказывается замкнутой: токи проводимости в подводящих проводах замыкаются «током смещения» между обкладками конденсатора. Силу тока смещения можно выразить следующим образом

$$i_{\text{см}} = \frac{dq}{dt} = \frac{Sd\sigma}{dt} = S \frac{dD}{dt}, \quad (8.153)$$

плотность тока смещения равна

$$j_{\text{см}} = \frac{i}{S} = \frac{dD}{dt} \quad (8.154)$$

или в общем случае неоднородность поля

$$j_{\text{см}} = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (8.155)$$

В векторной форме

$$\vec{j}_{\text{см}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (8.156)$$

При протекании переменного тока в любом проводнике или в «идеальном» диэлектрике (например, ионном кристалле, обладающем некоторой проводимостью «ионного» типа, о чем уже упоминалось выше) существует переменное электрическое поле, а, следовательно, есть и ток смещения. Сумма тока проводимости и тока смещения называется «полным током»

$$\vec{j}_{\text{полн}} = \vec{j}_{\text{пр}} + \vec{j}_{\text{см}} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (8.157)$$

(индекс «пр» при силе тока проводимости обычно опускается). Расчеты показывают, что в проводниках ток смещения при низких частотах изменения поля (например, промышленных частотах) пренебрежимо мал по сравнению с током проводимости. Напротив, в хороших диэлектриках, а также и в проводниках при достаточно высоких частотах, ток смещения вносит основной вклад в полный ток. Опыты показали, что ток смещения создает в окружающем пространстве магнитное поле, неотличимое от поля, обусловленного током проводимости равной силы. Это означает, что изменяющееся электрическое поле вызывает появление в пространстве вихревого магнитного поля. Таким образом, переменные электрическое и магнитное поля неразрывно связаны друг с другом и образуют единую форму материи – «электромагнитное поле». Электростатическое и постоянное магнитное поля являются частными случаями, соответствующими наличию в пространстве неподвижных электрических зарядов и постоянных токов соответственно.

В главе 6 было установлено, что «циркуляция напряженности магнитного поля» по замкнутому контуру, охватывающему проводник с током, равна силе этого тока  $I$ . По определению плотности тока величина  $I$  может быть представлена в виде

$$I = \int_{(S)} \vec{j} d\vec{S}, \quad (8.158)$$

где интеграл берется по площади, через которую переносится ток. Согласно изложенному выше, под  $I$  следует теперь подразумевать силу полного тока  $I_{\text{полн}}$ , которая равна

$$I_{\text{полн}} = \int_{(S)} \vec{j}_{\text{полн}} d\vec{S}. \quad (8.159)$$

Тогда указанная теорема о циркуляции напряженности магнитного поля может быть предоставлена в виде

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{\text{полн}} \quad (8.160)$$

и выражает так называемый «закон полного тока». С использованием формул (8.159) и (8.157) выражению (8.160) можно придать обобщенный вид

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left( \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}. \quad (8.161)$$

Под  $j$  здесь подразумевается плотность тока проводимости, связанная с движением свободных зарядов  $q$  согласно формуле («условию неразрывности»)

$$j = \frac{dq}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \rho dV, \quad (8.162)$$

где  $\rho$  – объемная плотность свободных зарядов в некотором объеме  $V$  пространства. Формула (8.162) выражает второе уравнение Максвелла в дифференциальной форме; ее можно привести к дифференциальной векторной форме, аналогично формуле (8.149)

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (8.163)$$

Этому векторному уравнению, согласно определению ротора (8.151), соответствуют три скалярных уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j_x + \frac{\partial D_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j_y + \frac{\partial D_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j_z + \frac{\partial D_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (8.164)$$

Смысл второго уравнения Максвелла заключается в том, что магнитное поле порождается движением свободных зарядов и изменением электрического поля в пространстве. К фундаментальным законам электромагнетизма относится также теорема Остроградского – Гаусса для вектора электрического смещения (см. гл. 1)

$$\oint_{(S)} \vec{D} d\vec{S} = q = \int_{(V)} \rho dV. \quad (8.165)$$

Эта теорема выражает тот факт, что электрическое поле, создаваемое в пространстве свободными электрическими зарядами, носит «потенциальный»



характер, и его силовые линии начинаются и заканчиваются на этих зарядах. Силовые линии вихревого магнитного поля всегда замкнуты, поэтому указанная теорема для вектора  $\vec{D}$  имеет вид

$$\oint_{(S)} \vec{D} d\vec{S} = 0. \quad (8.166)$$

В обоих случаях интеграл берется по некоторой выделенной в пространстве замкнутой поверхности. С помощью теоремы Остроградского, известной из векторного анализа, «интегральное» выражение (8.165) может быть приведено к дифференциальной форме

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho. \quad (8.167)$$

Этому векторному уравнению, согласно определению вектора дивергенции («расходимости»)  $\operatorname{div} \vec{D}$  соответствует скалярное уравнение

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho. \quad (8.168)$$

Аналогичным образом, вместо (8.166) можно написать векторное уравнение в дифференциальной форме

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (8.169)$$

или скалярное уравнение

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (8.170)$$

Заметим, что уравнения (8.150), (8.163), (8.167) и (8.169) в системах координат, отличных от прямоугольной (декартовой), имеют, разумеется, иной вид по сравнению с (8.152), (8.164), (8.168).

Выражения (8.150), (8.163), (8.167) и (8.169) образуют систему уравнений Максвелла, представляющих собой обобщение экспериментальных законов электромагнетизма. Система содержит 16 неизвестных компонент пяти векторов  $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B}, \vec{j}$  и скаляр  $\rho$ . В то же время указанная система, включает 8 уравнений: (8.152), (8.164), (8.168) и (8.170). В качестве описанных уравнений используются так называемые «материальные» уравнения

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \mu_0 \vec{H}, \\ \vec{j} &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (8.171)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  – магнитная проницаемость и  $\sigma$  – удельная проводимость характеризуют электрические и магнитные свойства среды. С учетом (8.171), а также условия (8.162) уравнения Максвелла образуют полную систему, и их решение позволяет в принципе описать количественно любое явление электромагнитной природы. Заметим, что эти уравнения относятся к явлениям в покоящихся (относительно наблюдателя) средах.

При наличии движения среды по отношению к наблюдателю характеристики электромагнитного поля преобразуются по соответствующим формулам. Детальное изложение этого вопроса выходит за рамки книги, поэтому отметим лишь некоторые характерные примеры. Если некоторый заряд  $q$  движется относительно наблюдателя со скоростью  $\vec{V}$ , то он создает магнитное поле с напряженностью  $\vec{H} = \frac{q[\vec{V}\vec{r}]}{r^3}$ , как было показано в гл. 6, а также и электрическое поле с напряженностью  $\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \frac{\vec{r}}{r}$ . Если же наблюдатель движется вместе с зарядом, то для него заряд является покоящимся и создает только электростатическое поле  $\vec{E}$ . Если заряд  $q$  движется в магнитном поле, неподвижном относительно наблюдателя, то на него действует сила Лоренца  $F_L = q[\vec{V} \times \vec{B}]$ . Если же наблюдатель движется вместе с зарядом  $q$  относительно магнитного поля, то для него этот заряд покоится. Однако на заряд продолжает действовать та же сила  $\vec{F} = \vec{F}_L$ . Поэтому такой наблюдатель регистрирует появление электрического поля с напряженностью  $\vec{E}$ , действующего на заряд с силой  $\vec{F} = q\vec{E}$ . Таким образом, величины, характеризующие электромагнитное поле, зависят от системы отсчета. Полный теоретический анализ преобразований электрических и магнитных величин в различных системах отсчета дается теорией относительности. Отметим, что при движении со скоростями, близкими к скорости света появляются дополнительные «релятивистские» эффекты. Например, в рассмотренном выше случае движения электрического заряда относительно наблюдателя имеет место не только возникновение магнитного поля, но также и изменение электрического поля. Подобные эффекты при обычных скоростях малы, поскольку их величина пропорциональна  $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ . Однако в случае быстрых «релятивистских» движений эти эффекты могут стать доступными для наблюдателя.

Как уже упоминалось выше, одним из важнейших следствий теории Максвелла является существование электромагнитных волн, к которым по своей природе относится и свет. В этой главе будут рассмотрены лишь свойства сравнительно «низкочастотных» («длинных») радиоволн.

## 8.5 Электромагнитные волны

Пусть в некоторой точке непроводящей неограниченной среды, содержащей свободные заряды, и, следовательно, токи проводимости, создано каким-либо способом электрическое поле с напряженностью  $\vec{E}_0$  (рис. 8.16). Не поддерживаемое свободными зарядами, это поле начнет ослабевать, и возникнет ток смещения  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ , создающий магнитное поле с напряженностью  $\vec{H}_0$  согласно изложенному выше. Не поддерживаемое постоянными токами, поле ослабевает, вызывая появление вихревого электрического поля  $\vec{E}_1$ . Нетрудно

убедиться, что в исходной точке 0 вектор  $\vec{E}_1$ , будет иметь направление,

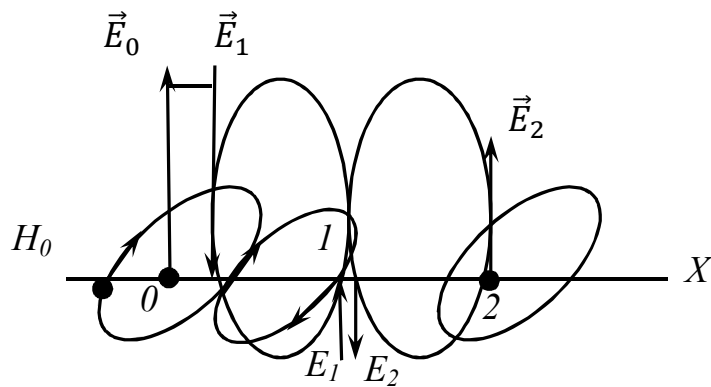


Рисунок 8.16

противоположное вектору  $\vec{E}_0$ , и, следовательно, электрическое поле в этой точке исчезнет, но зато появится поле в некоторой соседней точке 1. Ослабевая, поле  $\vec{E}_1$  вызовет появление магнитного поля  $\vec{H}_1$ , которое «уничтожит» поле  $\vec{H}_0$ , но зато появится в смежной области пространства. Далее ослабление поля  $\vec{H}_1$  вызовет появление

электрического поля  $\vec{E}_2$ , «уничтожающего» поле в точке 1, но зато появляющегося в точке 2, и т. д. Таким образом, изменение электрического или магнитного поля в какой-либо точке пространства вызывает появление единого переменного электромагнитного поля, распространяющегося в пространстве в виде «электромагнитной волны».

Этот процесс можно количественно описать с помощью уравнений Максвелла. Если среда представляет собой однородный диэлектрик с постоянными во всем объеме характеристиками  $\epsilon$  и  $\mu$  и удельной проводимостью  $\sigma = 0$  и свободные заряды в среде отсутствуют, то полная система уравнений Максвелла, с учетом формул (8.171), принимает вид

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}, \\
 \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\
 \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}, \\
 \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= \mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t}, \\
 \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\
 \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \\
 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial x} + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial y} + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 0, \\
 \mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial x} + \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial y} + \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0.
 \end{aligned} \tag{8.172}$$

Ограничимся рассмотрением «плоской» электромагнитной волны, которая распространяется в одном направлении ( $x$ ), как на рисунке 8.16, так что векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  зависят только от одной координаты  $x$ . «Фронт» такой волны, т. е. поверхность, во всех точках которой фаза колебаний одинакова, имеет плоскую форму. Если фронт имеет иную форму, то в зависимости от нее, волну называют «сферической», «цилиндрической» и т. д. Такая классификация по форме волнового фронта имеет место и для механических (упругих) волн (см. т. I).

Уравнения Максвелла для плоской волны («одномерная задача») принимают особенно простой вид, поскольку при этом в них остаются лишь производные по одной координате, например, по  $x$ . Тогда из (8.172) сразу следует, что  $E_x$  не зависит от времени ( $\frac{\partial E_x}{\partial t} = 0$ ), аналогичным образом из (8.172) следует, что также не зависит от времени. Далее, из (8.172) следует, что  $\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$  и  $\mu \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0$ , т. е.  $E_x$  и  $H_x$  не зависят также от координаты  $x$ . Таким образом, во всем пространстве и во времени; такие поля экспериментально обнаружить невозможно, поэтому без всякого ограничения общности можно положить

$$E_x = 0, \quad H_x = 0. \quad (8.173)$$

Оставшиеся уравнения (8.172) принимают вид, соответственно

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x}, \\ \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \\ \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x}. \end{array} \right. \quad (8.174)$$

Эти уравнения можно сгруппировать в две независимые пары

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x}, \\ \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}, \end{array} \right. \quad (8.175)$$

и

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}. \end{array} \right. \quad (8.176)$$

Из (8.176) следует, что изменение поля  $E_y$  вызывает появление магнитного поля с напряженностью только вдоль оси  $z$ , а изменение магнитного поля  $H_z$  вызывает появление электрического поля с

напряженностью только вдоль оси  $y$ , т. е. векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  взаимно перпендикулярны; аналогичный вывод следует и из (8.176). Поэтому всегда можно выбрать направления координатных осей таким образом, что  $E_z = 0$ ,  $E_y = E$  и  $H_y = 0$ ,  $H_z = H$ . Тогда остаются лишь два уравнения Максвелла для одномерной задачи

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} &= \frac{\partial H}{\partial x}, \\ \mu_0 \mu \frac{\partial H}{\partial t} &= -\frac{\partial E}{\partial x}.\end{aligned}\quad (8.177)$$

Умножим первое из них на  $\mu_0 \mu$  и продифференцируем почленно по  $t$

$$\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}. \quad (8.178)$$

Продифференцируем второе из уравнений по  $x$ , получим

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\mu_0 \mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}. \quad (8.179)$$

Правые части (8.178) и (8.179) одинаковы, поэтому можно написать

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (8.180)$$

Как уже отмечалось выше  $\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2$ , ( $c$  – скорость света в вакууме). Введя величину  $\mathcal{V}$ , имеющую размерность скорости

$$\mathcal{V} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}} \quad (8.181)$$

окончательно перепишем (8.180) в виде

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mathcal{V}^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (8.182)$$

Нетрудно показать, что (8.182) есть уравнение плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси  $x$  (в положительном или отрицательном направлении). Для этой цели рассмотрим общее математическое выражение того факта, что некоторая физическая величина «перемещается» в пространстве вдоль оси  $x$  в положительном направлении с некоторой скоростью  $\mathcal{V}$

$$S = f\left(t - \frac{x}{\mathcal{V}}\right), \quad (8.183)$$

где  $f$  – некоторая произвольная функция. Действительно, для наблюдателя, движущегося в указанном направлении со скоростью  $\mathcal{V}$ , имеет место соотношение  $x = x_0 + \mathcal{V}t$ . Подставляя в (8.183), получим

$$S = f\left(t - \frac{x_0 + \mathcal{V}t}{\mathcal{V}}\right) = f\left(-\frac{x_0}{\mathcal{V}}\right) = \text{const}. \quad (8.184)$$

Таким образом, величина  $S$ , измеряемая таким наблюдателем, будет все время неизменной, независимо от вида функции  $f$ , т. е. перемещается со скоростью наблюдателя. Аналогичным образом, выражение общего вида

$$S = f\left(t + \frac{x}{\mathcal{V}}\right) \quad (8.185)$$

описывает распространение величины  $S$  в отрицательном направлении оси  $x$ .

При  $x = 0$  обе формулы дают

$$S_0 = f(t). \quad (8.186)$$

Следовательно, функция  $f$  описывает изменение величины  $S$  со временем в начальной точке волны. Если, как имеет место в большинстве случаев, это изменение происходит по закону косинуса (или синуса), т. е. представляет собой гармоническое колебание с частотой и амплитудой  $A$ , то  $S_0 = A \cos \omega t$  и тогда вместо, например, (8.183) получим

$$S = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) = A \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right), \quad (8.187)$$

где  $T$  – период колебаний ( $T = \frac{2\pi}{\omega}$ ),  $\lambda = vT$  – длина волны. В этом случае мы имеем «гармоническую» («синусоидальную») волну; такой характер имеют, в частности, «механические» волны в упругих средах.

Найдем теперь дифференциальное уравнение, которому подчиняются волновые процессы, выражаемые формулами типа (8.183) и (8.185). Для этой цели продифференцируем почленно эти формулы два раза по  $dx$  и получим

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} f'', \quad (8.188)$$

или

$$v^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = f'', \quad (8.189)$$

где штрих означает дифференцирование по аргументу  $\left( t - \frac{x}{v} \right)$  или  $\left( t + \frac{x}{v} \right)$ . Дифференцируя те же формулы дважды по времени, получим

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = f''. \quad (8.190)$$

Из (8.189) и (8.190) следует

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2}. \quad (8.191)$$

Это есть общее дифференциальное уравнение для плоской волны, распространяющейся в направлении оси  $x$ . Сравнивая формулы (8.182) и (8.191), можно убедиться в том, что из уравнений Максвелла действительно следует необходимость распространения электрических колебаний в данном случае в виде плоской волны со скоростью, выражаемой соотношением (8.181). Заметим, что из пары уравнений (8.177) можно вместо (8.182) получить совершенно аналогичное выражение для  $H$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}. \quad (8.192)$$

Следовательно, высказанное утверждение справедливо и относительно «аналогичных» колебаний  $H(t)$ . Если исходные электромагнитные колебания являются гармоническими, то для  $E$  и  $H$  будем иметь гармонические волновые уравнения типа (8.177)

$$E = E_0 \cos \omega \left( t - \frac{x}{\mathcal{V}} \right), \quad H = H_0 \cos \omega \left( t - \frac{x}{\mathcal{V}} \right), \quad (8.193)$$

где  $E_0$  и  $H_0$  – амплитуда колебаний векторов  $E$  и  $H$  соответственно. Величина  $\mathcal{V}$  (8.181) определяет скорость распространения колебаний  $E(t)$  и  $H(t)$  электромагнитной волны, в среде с физическими параметрами  $\varepsilon$  и  $\mu$ . В вакууме  $\varepsilon = \mu = 1$  и  $\mathcal{V} = c$ . Величина

$$\lambda = \mathcal{V}T = \frac{cT}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (8.194)$$

представляет собой длину электромагнитной волны в среде,  $\lambda_0$  – длину волны в вакууме. Таким образом, при переходе из вакуума в некоторую среду длина электромагнитной волны и ее скорость распространения уменьшаются. Как известно из элементарного курса физики, изменение скорости любой волны в среде приводит к ее «преломлению» на границе среды, т. е. изменению направления ее распространения (за исключением случая «нормального» падения волны на границу) согласно закону преломления

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \quad (8.195)$$

( $i$  и  $r$  – углы падения и преломления, соответственно,  $n$  – коэффициент (показатель) преломления среды). Для электромагнитных волн для коэффициента преломления  $n$  имеем

$$n = \frac{c}{\mathcal{V}} = \sqrt{\varepsilon\mu}. \quad (8.196)$$

Явление преломления, а также явления отражения, дифракции, интерференции и т. п., присуще любым типам волн, наблюдаются и для электромагнитных волн.

Важное свойство электромагнитных волн вытекает из приведенного выше соотношения (8.173) и отмеченной взаимной перпендикулярности векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ : векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{\mathcal{V}}$  образуют «ортогональную» тройку векторов –  $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{\mathcal{V}}$ . При этом ориентация векторов соответствует «правовинтовой» системе координат, как показано на рисунке 8.17. Это свойство называется «поперечностью» световых волн. Векторы  $\vec{E}$  и

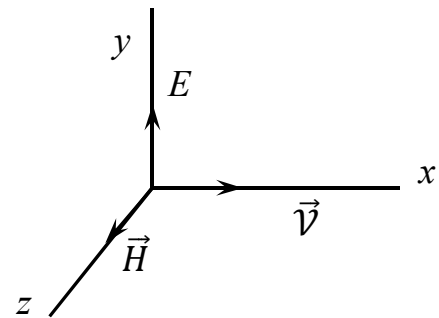


Рисунок 8.17

$\vec{H}$  в волне колеблются в определенных плоскостях. Это свойство называется «поляризацией» электромагнитной волны; плоскость колебаний вектора  $\vec{H}$  называется «плоскостью поляризации» волны. Соотношение между мгновенными значениями  $E$  и  $H$  в волне в любой момент времени можно установить на основе уравнений Максвелла. Для этой цели запишем выражения для  $E$  и  $H$  в наиболее общем виде (8.183)

$$E = \varphi \left( t - \frac{x}{\mathcal{V}} \right), \quad H = \psi \left( t - \frac{x}{\mathcal{V}} \right), \quad (8.197)$$

где  $\varphi$  и  $\psi$  произвольные функции. Подставим в первое из уравнений Максвелла (8.177) с учетом того, что  $\frac{\partial E}{\partial t} = \varphi'$ ;  $\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mathcal{V}}\psi'$  (штрих означает дифференцирование по всему аргументу, как и выше), тогда получим

$$\varepsilon_0 \varepsilon \varphi' = \frac{1}{\mathcal{V}} \psi'. \quad (8.198)$$

Интегрирование (8.198) дает

$$\varepsilon_0 \varepsilon \varphi = \frac{1}{\mathcal{V}} \psi + const. \quad (8.199)$$

Однако, как уже указывалось выше, постоянную составляющую поля при рассмотрении электромагнитных волн можно не учитывать, поэтому константу интегрирования  $c$  можно положить равной нулю

$$\varepsilon_0 \varepsilon \varphi = \frac{1}{\mathcal{V}} \psi. \quad (8.200)$$

Заменяя  $\mathcal{V}$  выражением (8.181) и переходя к величинам  $E$  и  $H$ , окончательно получим соотношение между ними вида

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H. \quad (8.201)$$

Заметим, что отсюда видна «синхронность» колебаний величины  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ : они изменяются в одной фазе, одновременно проходя через максимум и одновременно обращаясь в нуль.

Еще одним важнейшим свойством электромагнитных волн является то, что они, как и волны всех других типов, переносят в пространстве определенную энергию (а также и импульс – см. ниже). Энергия единицы объема электромагнитной волны  $W$  (плотность энергии) складывается из «электрической» ( $W_e$ ) и «магнитной» ( $W_m$ ) составляющих. Согласно формулам (8.141) и (7.32)

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2. \quad (8.202)$$

Используя соотношения (8.201) и (8.181) получим

$$W = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} E H = \frac{E H}{\mathcal{V}}. \quad (8.203)$$

Энергия  $\Delta W$ , переносимая волной за время  $\Delta t$  через некоторую площадку  $S_\Pi$ , расположенную перпендикулярно вектору скорости  $\vec{V}$ , равна

$$\Delta W = W \mathcal{V} S_\Pi \Delta t, \quad (8.204)$$

где величина  $S_\Pi \mathcal{V} \Delta t$  представляет собой объем «элементарного» параллелепипеда с площадью основания  $S_\Pi$  и длиной ребра  $\mathcal{V} \Delta t$ . Поток электромагнитной энергии, численно равный

$$S = \frac{\Delta W}{S_\Pi \Delta t} \quad (8.205)$$

характеризует энергию, которая переносится волной через единичную площадку за единицу времени. Согласно (8.204) и (8.203), находим

$$S = E H. \quad (8.206)$$

Поскольку направление волны совпадает с направлением переноса



энергии, то поток электромагнитной энергии является векторной величиной, численно равной (8.206), и представляется выражением

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]. \quad (8.207)$$

Эта величина называется «вектором Умова – Пойнтинга» и определяет мгновенное значение потока электромагнитной энергии в заданный момент времени. Действие электромагнитной волны на различные «приемники», например, измерительные приборы, определяется усредненным значением потока за период колебаний. Это значение для рассмотренного выше случая плоской волны вычисляется с помощью приведенных выше формул (8.193) для  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , из них следует

$$S = EH = E_0 H_0 \cos^2 \omega \left( t - \frac{x}{v} \right). \quad (8.208)$$

В случае вакуума ( $\varepsilon = \mu = 1$ ) из (8.201) имеем:  $\sqrt{\varepsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu_0} H_0$  или  $H_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0$ . Тогда

$$S = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \cos^2 \omega \left( t - \frac{x}{v} \right). \quad (8.209)$$

Усреднение за период колебаний, с учетом указанного выше результата  $\overline{\sin^2 \alpha} = \overline{\cos^2 \alpha} = \frac{1}{2}$

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0^2. \quad (8.210)$$

Таким образом, средняя энергия, которая переносится волной, пропорциональна квадрату амплитуды электромагнитных колебаний. Величина  $\bar{S}$  часто называется «интенсивностью» волны ( $I (I = \bar{S})$ ). Заметим, что среднее значение объемной плотности энергии в электромагнитной волне, согласно формуле (8.203) с учетом  $\overline{\cos^2 \alpha} = \frac{1}{2}$

$$\bar{W} = \varepsilon_0 \varepsilon \bar{E}^2 = \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2 \overline{\cos^2 \omega \left( t - \frac{x}{v} \right)} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2. \quad (8.211)$$

В вакууме ( $\varepsilon=1$ )

$$\bar{W} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2. \quad (8.212)$$

Учитывая, что  $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c$ , из формул (8.210) и (8.212) находим соотношение между интенсивностью волны и средней плотностью энергии

$$\bar{S} = I = c \bar{W}. \quad (8.213)$$

Рассмотрим теперь действие электромагнитной волны на тело, помещенное на пути ее распространения (рис. 8.18). Под

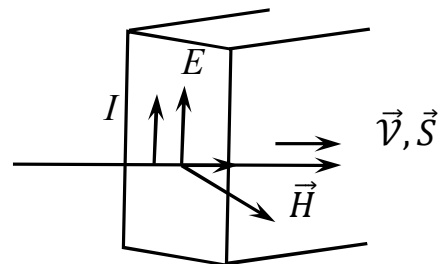


Рисунок 8.18

действием электрического поля волны  $\vec{E}$  («электрического вектора») в теле возбуждаются поверхностные токи с плотностью  $\vec{j}$ . Магнитное поле волны  $\vec{H}$  («магнитный вектор») взаимодействует с этими токами, создавая силу Ампера  $\vec{f}$ , направленную вдоль вектора  $\vec{S}$ . Эта сила приложена к поверхности тела и оказывает на него определенное давление. Расчет на основе электромагнитной теории Максвелла дает для величины этого давления выражение

$$P = (1 + R)\bar{W} = \frac{1 + R}{c}I, \quad (8.214)$$

где  $R$  – коэффициент отражения, указывающий относительную долю энергии волны, отраженной от поверхности тела. Для «абсолютного отражающего» («белого») тела  $P = 2\bar{W}$ , а для «абсолютно поглощающего» («черного») тела  $P = \bar{W}$ , т. е. в 2 раза меньше.

Согласно 2-му закону Ньютона, наличие «электромагнитного давления» означает, что электромагнитное поле обладает определенным импульсом. За время  $\Delta t$  волна передает телу на площадке  $S$  импульс  $\Delta g = f\Delta t = pS\Delta t$  для «абсолютно поглощающего» тела ( $R = 0$ )  $\Delta g = \bar{W}S\Delta t$ . Отсюда импульс единицы объема поля равен  $g_1 = \frac{W}{c}$ . Учитывая также формулу (8.213) и векторный характер импульса получим

$$g_1 = \frac{\vec{S}}{c^2}. \quad (8.215)$$

Зная величину  $g_1$ , можно вычислить массу единицы объема поля  $m_1 = \frac{g_1}{c} = \frac{\bar{W}}{c^2}$  произвольного объема поля, содержащего электромагнитную энергию

$$g = \frac{W}{c}, \quad m = \frac{W}{c^2}. \quad (8.216)$$

Эти формулы находят фундаментальное обобщение в теории относительности.

Все изложенное выше относилось к «свободным» электромагнитным волнам в неограниченном пространстве, распространяющимся при отсутствии

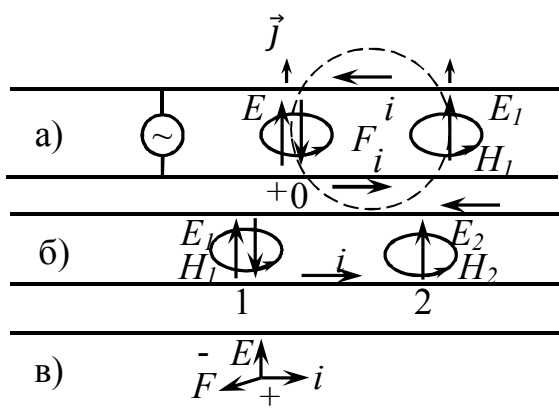


Рисунок 8.19

проводников с токами. Эти волны находят широкое применение для целей связи в радиотехнике, и способы их генерации будут рассмотрены в п. 8.5. Однако электромагнитные волны могут распространяться и вдоль проводников, образующих «двухпроводные линии». Этот процесс реализуется в кабельных и воздушных линиях телеграфной связи. Сущность явления распространения

электромагнитных волн в линии и их основные свойства не отличаются от

изложенных выше. Однако, наличие проводов обуславливает некоторые

особенности процесса распространения волн в линиях, которые кратко рассматриваются ниже.

Пусть в двухпроводную линию включен источник переменной ЭДС, и в некоторый момент в точке 0 электрическое поле  $\vec{E}_0$  имеет полярность, указанную на рисунке 8.18, и возрастает по величине. Возрастание поля вызывает, согласно изложенному выше, появление тока смещения  $j = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$  (в воздухе) и магнитного поля с напряженностью  $\vec{H}_0$  (рис. 8.19, а). В связи с изменением  $\vec{E}_0$ , поле  $\vec{H}_0$  также изменяется и создает поле с напряженностью  $\vec{E}_1$ , которое в точке 0 уничтожает поле  $\vec{E}_0$ , но зато проявляется в соседней точке 1. В свою очередь, поле  $\vec{H}_0$  уничтожает поле  $\vec{E}_1$ , но оно проявится в соседних точках. Далее процесс будет протекать так, как было изложено выше – см. текст к рисунку 8.16. Взаимосвязанные электрическое и магнитное поля будут перемещаться вдоль линии, образуя электромагнитную волну (рис. 8.19, б). Поля  $E$ ,  $H$  и вектор скорости распространения образуют ортогональную правовинтовую тройку векторов:  $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{V}$ . Колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  происходят в одной фазе.

Сопоставление рисунков 8.16 и 8.19 показывает, что при наличии металлических проводов силовые линии электрического поля замыкаются токами проводимости  $i$ , как показано на рисунке 8.19, а; в отсутствие проводов они замыкаются в пространстве – пунктирные линии на этом же рисунке. Поскольку в хороших проводниках ток смещения пренебрежимо мал по сравнению с током проводимости, то эти, показанные пунктиром, участки силовых линий будут практически отсутствовать. Если к тому же учесть, что каждый отрезок проводника обладает определенной индуктивностью, то участок линии, выделенный на рисунке 8.19, б, можно представить «эквивалентной схемой», показанной на рисунке 8.20, а, а всю линию – схемой рисунка 8.20, б. Таким образом, двухпроводная линия представляет собой колебательную систему, в которой параметры индуктивность и емкость, в отличие от единичного колебательного контура, распределены непрерывно вдоль всей линии. Механическим аналогом такой системы является длинная струна с непрерывно распределенными по всей ее длине упругостью и массой. Характерной особенностью таких колебательных систем является возможность возникновения «стоячих волн» («нормальных колебаний») с определенными собственными частотами, основные свойства которых уже рассматривались в томе I (см. ниже). Помимо электромагнитных волн, в проводах линии имеются и токи проводимости, создаваемые источником переменной ЭДС в любой электрической цепи, т.е. направленное движение электронов вдоль проводов линии. Относительный вклад этого

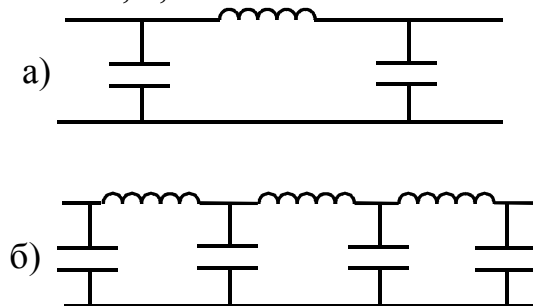


Рисунок 8.20

процесса в передачу электромагнитной энергии вдоль линии определяется частотой изменения поля. При низких частотах токи смещения пренебрежимо малы, и основную роль в передаче электроэнергии играют токи проводимости. Именно такой случай имеет место в высоковольтных линиях электропередач на промышленной частоте (см. п. 8.3). Напротив, при высоких частотах основную роль играют токи смещения, все явления в основном происходят в среде между проводами и носят характер распространения электромагнитных волн. При этом согласно изложенному выше, роль проводов заключается в придании этому процессу «направленного» характера, это имеет место в телеграфных линиях. В отличие от волн в линиях, «свободные» электромагнитные волны обычно распространяются во всевозможных направлениях от их передатчика, и в случае необходимости «направленность» этого процесса создается специальными способами (см. п. 8.6.). В этом и заключается основное различие между «свободными» электромагнитными волнами и волнами вдоль проводов (т. е. между телеграфией и радиосвязью).

В короткой линии, на длине которой укладывается сравнительно небольшое число длин волн, существенную роль играет отражение от концов линии, что приводит к образованию уже упоминавшихся выше «стоячих» электромагнитных волн. Пусть линия имеет некоторую длину в направлении оси  $x$ , и уравнение «первичных» колебаний, созданных генератором на одном конце линии, имеет вид

$$E_1 = E_0 \sin \omega t. \quad (8.217)$$

В некоторой точке  $x$  колебания определяются уравнением плоской волны

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - kx), \quad (8.218)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (8.219)$$

называется «волновым числом» (вектор  $k$ , совпадающий по направлению с фазовой скоростью волны, численно равный  $\frac{2\pi}{\lambda}$ , называется «волновым вектором»). Если при отражении от второго конца линии ( $x = l$ ) потери энергии отсутствуют, то амплитуда отраженной волны также будет равна  $E_0$ , и ее уравнение будет иметь вид:

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + kx - \varphi). \quad (8.220)$$

Здесь изменения направления волны отражено заменой  $-kx$  на  $kx$ , величина  $\varphi$  характеризует фазы колебаний при отражении волны от конца линии (см. ниже).

Сложение «прямой» и «отраженной» волн дает результирующее электрическое поле

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 = E_0 [\sin(\omega t - kx) + \sin(\omega t + kx - \varphi)] \\ &= 2E_0 \cos\left(kx - \frac{\varphi}{2}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\varphi}{2}\right). \end{aligned} \quad (8.221)$$

Амплитуда результирующих колебаний

$$E_a = 2E_0 \cos\left(kx - \frac{\varphi}{2}\right) \quad (8.222)$$

зависит от рассматриваемой точки линии  $x$ . В точках с координатами  $x_n$ , для которых

$$kx_n - \frac{\varphi}{2} = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (8.223)$$

амплитуда колебаний электрического поля максимальна и равна  $2E_0$ . Эти точки называются «пучностями» электрического поля. Расстояние между соседними пучностями  $\Delta x$  определяется из условия  $k\Delta x = \pi$ , откуда  $\Delta x = \lambda/2$ . В точках с координатами  $x$ , для которых

$$kx_1 - \frac{\varphi}{2} = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots, (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (8.224)$$

амплитуда  $E_a$  обращается в нуль. Эти точки называются «узлами» электрического поля, расстояние между соседними узлами также равно  $\frac{\lambda}{2}$ .

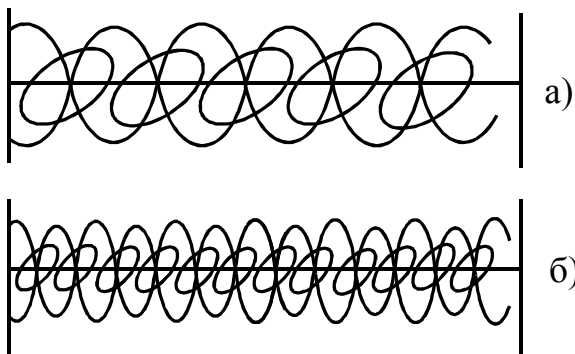


Рисунок 8.21

С помощью системы уравнений можно показать, что на конце разомкнутой линии электрическое поле не изменяет фазу при отражении ( $\varphi = 0$ ), напротив, фаза колебаний «магнитного» вектора  $\vec{H}$  изменяется на  $\pi$ . На конце замкнутой проводником линии имеет место противоположное явление.

Поэтому, проведя аналогичный вывод уравнения для величины  $H$  в стоячей волне, можно прийти к выводу, что узлы электрического поля в такой волне совпадают с пучностями магнитного поля и наоборот. Распределение амплитуд колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в стоячей волне в разомкнутой двухпроводной линии показано на рисунке 8.21, а, а в короткозамкнутой линии – на рисунке 8.21, б.

при  $n=1$

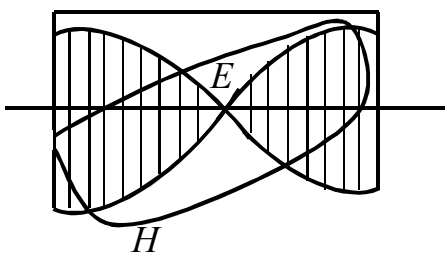


Рисунок 8.22

В ограниченной двухпроводной линии с определенной длиной возможно установление стоячих волн лишь с определенными «собственными» частотами «нормальных колебаний», на одну из которых должен быть настроен источник колебаний. Если оба конца линии разомкнуты, тона них расположены пучности электрического и узлы магнитного полей. Для того чтобы это было возможно,

между длиной линии и длиной волны, согласно вышеизложенному, должно иметь место соотношение

$$l = \frac{n\lambda}{2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.225)$$

При  $l = \frac{\lambda}{2}$  получается «основное» колебание, схематически представленное на рисунке 8.22; оно характеризуется одним узлом электрического и одной пучностью магнитного поля. Аналогичным образом можно построить схемы и для других нормальных колебаний с  $n = 2, 3, \dots$ , поскольку  $\lambda v = \mathcal{V}$ , то из (8.225) получается условие для определения частот стоячих волн в линии длиной  $l$

$$v_n = \frac{n\mathcal{V}}{2l} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.226)$$

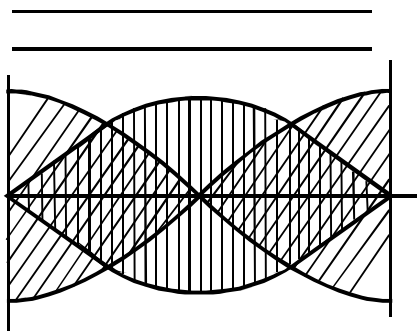


Рисунок 8.23

Формулы (8.226) и (8.225) сохраняют свою силу и в случае, когда оба конца линии короткозамкнуты. Схема основного колебания с  $l = \frac{\lambda}{2}$  в этом случае показана на рис. 8.23; аналогичным образом изменяются и схемы остальных колебаний ( $n = 2, 3, \dots$ ). На концах линии находятся узлы электрического и пучности магнитного полей. Если линия замкнута проводником только на одном конце, то на нем

будет находиться узел электрического и пучность магнитного поля; на другом конце ситуация будет противоположной. Характер основного колебания в этом случае показан на рисунке 8.24; в этом случае  $l = \frac{\lambda}{4}$ . Для колебаний  $n = 2, 3, \dots$  имеет место условие

$$l = (2n - 1) \frac{\lambda}{4} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (8.227)$$

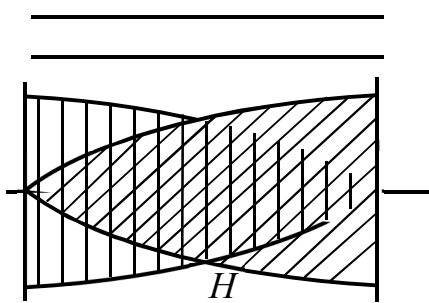


Рисунок 8.24

В этом случае собственные частоты определяются по формуле:

$$v_n = (2n - 1) \frac{\mathcal{V}}{4l} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (8.228)$$

Для основного колебания вместо  $v_1 = \frac{\mathcal{V}}{2l}$  согласно (8.226) теперь получается  $v_1 = \frac{\mathcal{V}}{4l}$ .

Таким образом, при замыкании одного из концов линии частота основного колебания снижается в 2 раза. Рассмотренные особенности двухпроводных линий лежат в основе большого числа радиотехнических приложений, описываемых в большом количестве литературы.

## 8.6 Элементы радиотехники

Электромагнитные волны сравнительно низкой частоты и, следовательно, с большой длиной волны — от мм до нескольких км — получили название

радиоволн. В настоящее время они являются пока незаменимым средством передачи информации на большие расстояния в земных условиях и используются в целях радиовещания, связи, управления (в частности, космическими полетами); кроме того, они несут обширную информацию о небесных объектах и Вселенной в целом (см. п. 8.6). Ввиду исключительной практической важности этих технических приложений наука о свойствах радиоволн и способах их передачи и приема – радиотехника – за период менее 100 лет развилась в исключительно широкую разностороннюю область человеческого знания. В дальнейшем развитии радиотехники революционную роль играет электроника. Наука о применении средств электроники в радиотехнике – радиоэлектронике – за последнее время достигла большого прогресса (см. гл. 9). Здесь мы рассмотрим лишь некоторые принципиальные моменты, лежащие в основе радиотехники.

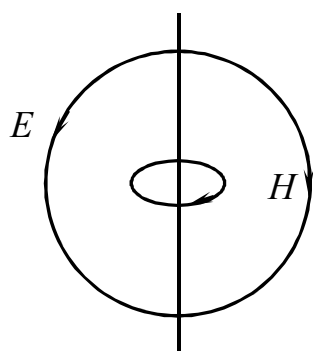


Рисунок 8.25

Общий принцип радиосвязи заключается в том, что в передающем устройстве – антенне – возбуждаются электрические колебания, которые затем распространяются в пространстве в виде свободных электромагнитных волн; эти волны возбуждают в приемном устройстве – колебательном контуре – вынужденные колебания, которые затем, усиливаются и преобразуются в механические – звуковые – колебания. Рассмотрим принцип действия передающей антенны. Выше были установлены основные характеристики стоячих электромагнитных волн в двухпроводной

линии, возбуждаемых генератором синусоидальных колебаний. На короткозамкнутом конце линии возникает узел электрического и пучность магнитного полей. Напротив, на разомкнутом конце имеет место пучность электрического поля, т.е. максимум амплитуды электрических колебаний (рис.

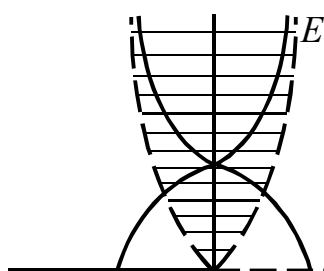


Рисунок 8.26

8.25). Если раздвинуть провода на разомкнутом конце линии, то в пределе получится прямой отрезок проводника, называемый «открытым вибратором» или «электромагнитным диполем» (рис. 8.26). Такая «линия» интенсивно излучает в окружающее пространство электромагнитные волны и представляет собой передающую антенну. Согласно изложенному выше, возможные длины волн в вибраторе длиной  $l$

определяются из условия  $l = n \frac{\lambda}{2}$  или  $\lambda = \frac{2l}{n}$ . Соответственно частота колебаний равна  $\nu = \frac{v}{\lambda} = \frac{v}{2l} n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Частота  $\nu = \frac{v}{2l}$  соответствует основному колебанию. Оно характеризуется узлом электрического поля в середине вибратора и пучностями на обоих концах, как показано сплошными линиями на рисунке 8.26. Если же один из концов вибратора заземлить, то на заземленном

конце образуется узел поля  $E$ , а на другом конце остаются пучности – пунктирная линия на рисунке 8.26. Таким образом, заземление одного конца антенны приводит к уменьшению частоты основных колебаний в 2 раза (соответственно возрастет длина стоячей волны). Из рисунка 8.25 видно, что в отличие от «закрытого» колебательного контура, рассмотренного в п. 8.1, в котором силовые линии электрического и магнитного полей сосредоточены в узком пространстве – внутри конденсатора и катушки, соответственно, – электрический диполь представляет собой «открытый» колебательный контур, силовые линии которого выходят далеко за его пределы, что и является причиной интенсивного излучения им электромагнитных волн. Возбуждение колебаний в открытом вибраторе обычно осуществляется с помощью лампового генератора электрических колебаний, рабочая частота которого «ненастраивается» в резонанс с собственной частотой вибратора (обычно основного колебания). Очевидно, что точно такой же вибратор может быть использован в качестве приемной антенны. Свободные электромагнитные волны, приходящие от передающего вибратора (антенны радиопередатчика), возбуждают в приемном вибраторе собственные колебания, амплитуда которых будет максимальна при «настройке» приемной антенны в резонанс с передатчиком. Затем эти колебания посредством индуктивной связи передаются в усилительную схему приемника (см. ниже). Если используется основная частота колебаний, то длина вибратора должна быть равной половине длины волны ( $n = 1$ ,  $l = \frac{\lambda}{2}$ ); такой вибратор называется «полуволновым диполем». Для исследования характеристик электромагнитного излучения используется понятие «элементарного» диполя, длина которого значительно меньше длины волны. Наглядным образом такого диполя являются два типичных заряда противоположного знака на расстоянии  $L$  друг от друга, каждый из которых изменяется по закону

$$q = q_0 \sin \omega t . \quad (8.229)$$

Такой диполь (рис.8.27) характеризуется величиной дипольного момента

$$P = ql = q_0 l \sin \omega t = P_0 \sin \omega t . \quad (8.230)$$

Сила тока в диполе определяется выражением

$$i = \frac{dq}{dt} = q_0 \omega \cos \omega t = i_0 \cos \omega t. \quad (8.231)$$

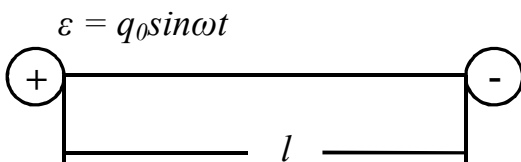


Рисунок 8.27

Так что между амплитудами дипольного момента и тока имеет место соотношение

$$P_0 = i_0 \frac{l}{\omega}. \quad (8.232)$$

Важную историческую роль в развитии теории света сыграло представление об электроне, движущемся по орбите в атоме, как об «элементарном диполе», излучающем электромагнитные волны оптического диапазона. Пользуясь моделью элементарного диполя, можно установить основные закономерности излучения электромагнитных волн



передающими антеннами (представляемыми как совокупность элементарных диполей) на основе электромагнитной теории Максвелла. На небольших расстояниях ( $z \ll \lambda$ ) от диполя электрическое и магнитное поля описываются теми же формулами, что для «статического» случая: величина  $E$  убывает с расстоянием как  $1/z^3$ , а величина  $H$  – как  $1/z^2$ . Наибольший интерес представляет электромагнитный пояс в «волновой» области на больших расстояниях от диполя ( $z \gg \lambda$ ). В этой области распространяется сферическая электромагнитная волна, в которой амплитуда колебаний зависит от расстояния до рассматриваемой точки  $r$  и направления на эту точку, т. е. угла  $\theta$  между «осью» диполя (направлением дипольного момента  $\vec{P}$ ) и радиус-вектором на рассматриваемую точку. Расчет на основе уравнений Максвелла дает для величины вектора  $\vec{E}$  в электромагнитной волне в случае гармонического изменения  $P$  по закону (8.230) выражение

$$E = \frac{P_0 \omega^2 \sin \theta}{c^2 \varepsilon_0 r} \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) = E_0 \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right). \quad (8.233)$$

Согласно формуле (8.210), для интенсивности излучения  $I = \vec{S}$  получается

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 = \frac{P_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{2 \varepsilon_0 c^3 r^2}. \quad (8.234)$$

Таким образом, интенсивность излучения максимальна в направлении, перпендикулярном оси диполя, а в направлении его оси равна нулю. Кроме того, интенсивность излучаемой электромагнитной волны пропорциональна четвертой степени частоты колебаний. Отсюда сразу вытекает важный практический вывод: для создания мощных радиоволн, способных распространяться на далекие расстояния, необходимо создавать высокие частоты излучаемых колебаний. В современной радиотехнике используются частоты порядка  $10^6$  Гц и выше.

Полная мощность излучения диполя по всем направлениям, т. е. поток энергии в единицу времени через сферу радиуса  $r$  с центром в месте расположения диполя, определяется как

$$W = \int_{(s)} I dS = \int I 2\pi r^2 \sin \theta d\theta = \frac{P_0^2 \omega^4}{2 \varepsilon_0 c^3 r^2} 2\pi r^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta. \quad (8.235)$$

Вычисление интеграла дает  $-\cos \theta + \frac{\cos^3 \theta}{3}$ , поэтому (с учетом 8.232)

$$W = \frac{1}{2} \frac{8\pi P_0^2 \omega^4}{3 \varepsilon_0 c^3} = \frac{1}{2} \frac{8\pi \omega^2 l^2}{3 \varepsilon_0 c^3} i_0^2. \quad (8.236)$$

Эта формула обладает очевидным сходством с выражением для мощности, выделяемой в цепи переменного тока с активным сопротивлением (8.100), переписанной в виде

$$W = R i_0^2. \quad (8.237)$$

Поэтому величина

$$R_i = \frac{8\pi\omega^2 l^2}{3\varepsilon_0 c^3}. \quad (8.238)$$

является практически полезной характеристикой излучающего диполя и используется в радиотехнике применительно к антеннам радиопередатчиков.

Рассмотрим теперь вопрос о передаче информации посредством радиоволн. Для этой цели необходимо иметь возможность каким-либо способом изменять форму колебаний в соответствии с характером передаваемого сигнала – например, речи или музыки. При этом следует учитывать, что частота таких сигналов обычно не превышает нескольких килогерц, в то время как для передачи радиоволн на большие расстояния необходимо использовать значительно более высокие частоты, как уже указывалось выше. Поэтому поступают следующим образом: для передачи используют высокочастотные колебания, «модулированные» низкочастотным сигналом, т. е. с изменениями в соответствии с этим сигналом по амплитуде частоте или фазе. В приемнике осуществляется «демодуляция» высокочастотных («несущих») радиоволн и выделение первоначального низкочастотного сигнала (см. ниже).

Остановимся на наиболее широко распространенном методе амплитудной модуляции. Сущность его состоит в том, что синусоидальные колебания всегда превращаются в модулированные колебания вида  $i = i_0 \sin \omega t$

$$i = i_0[1 + f(t)] \sin \omega t, \quad (8.239)$$

где  $f(t)$  – модулирующая функция ( $|f(t)| < 1$ ). Простейшим случаем является передача одного чистого музыкального тона (например, звука «ля» для настройки музыкальных инструментов) с частотой  $\omega$ ; ток в цепи микрофона, осуществляющего модуляцию передаваемых волн, при этом является синусоидальным, и модулирующая функция может быть представлена в виде

$$f(t) = k \sin \omega_1 t. \quad (8.240)$$

Колебания «модулированного» тока в антенне имеет форму

$$i = i_0[1 + k \sin \omega_1 t] \sin \omega t. \quad (8.241)$$

Поскольку  $\omega_1 \ll \omega$ , это колебание можно приближенно считать гармоническим с амплитудой  $i_0[1 + k \sin \omega_1 t]$ . Максимальное значение амплитуды  $i_{max} = i_0(1 + k)$ , минимальное  $i_{min} = i_0(1 - k)$ . Величина

$$k = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}}. \quad (8.242)$$

называется «глубиной» амплитудной модуляции. Если представить (8.241) в виде

$$i = i_0 \sin \omega t + \frac{1}{2} k i_0 \cos(\omega - \omega_1)t - \frac{1}{2} k i_0 \cos(\omega + \omega_1)t, \quad (8.243)$$

то можно сказать, что модулированное колебание, строго говоря, представляет собой сумму трех гармонических колебаний с «несущей» (основной) частотой  $\omega$  и двумя «боковыми» частотами – «верхней» ( $\omega + \omega_1$ ) и «нижней» ( $\omega - \omega_1$ ). Если передаваемый сигнал имеет более сложную форму, то боковых частот

появляется много, и они образуют боковые «полосы» частот по обе стороны несущей частоты. При передаче телеграфных знаков «азбукой Морзе» амплитуда модулированного колебания постоянна, когда телеграфный ключ замкнут, и равна нулю, когда он разомкнут. В этом случае антенна испускает отрезки («цуги») волн различной длительности (длинные – тире, короткие – точка).

Таким образом, сущность модуляции заключается в том, что антенна излучает волны с множеством частот наравне с основной; все эти частоты являются высокими и потому пригодными для передачи волн на большие расстояния. В приемник, настроенный на основную частоту, должны попасть, по возможности, все боковые полосы частот, иначе сигнал получится искаженным. Это необходимо учитывать при выборе «остроты» настройки приемных колебательных контуров.

Для практического осуществления амплитудной модуляции существуют различные технические способы. Обычно модулирующее напряжение с частотой и формой, соответствующей передаваемому сигналу, подается на сетку или анод лампы генератора несущей частоты. Упрощенная схема «модуляции на сетку» показана на рисунке 8.28.

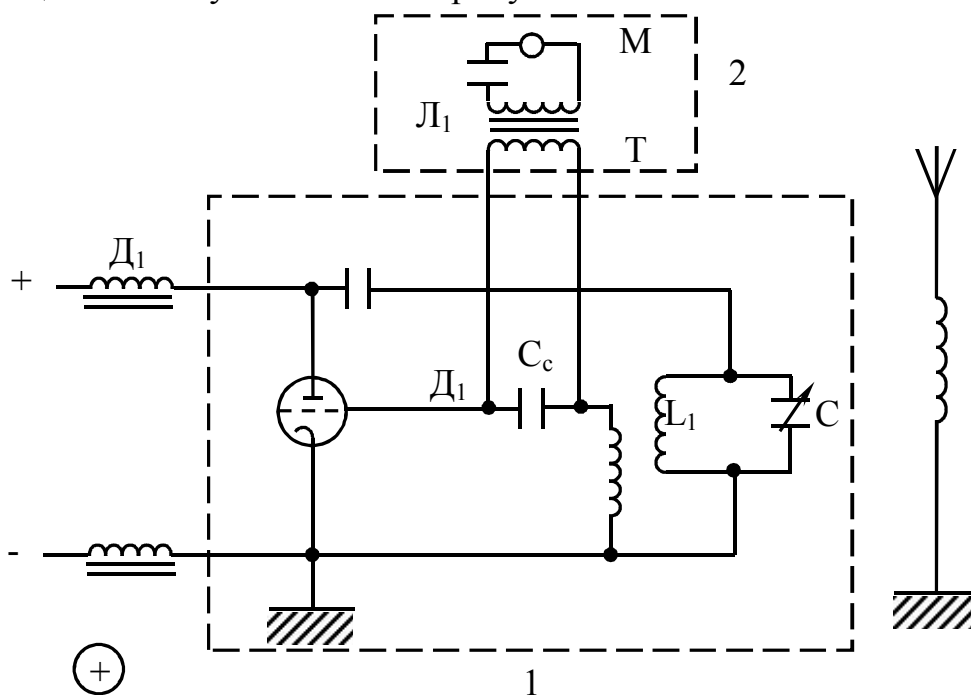


Рисунок 8.28

Часть схемы 1 – это уже рассмотренный выше ламповый генератор (см. рис. 8.2). В части схемы 2 вырабатывается модулирующее напряжение, создаваемое микрофоном М и повышаемое трансформатором Т. Вторичная обмотка трансформатора обладает большим индуктивным сопротивлением  $\omega L$  для высокочастотных токов, а сеточный конденсатор  $C_c$  – малым емкостным сопротивлением  $1/\omega C$ , поэтому эти токи практически не ответвляются в цепь

микрофона, а режим работы генератора практически не изменяется из-за наличия модулирующей схемы. Для токов низкой частоты (модулирующего сигнала) сопротивление конденсатора  $C_c$  велико и потому напряжение от вторичной обмотки трансформатора практически полностью приложено между сеткой и катодом. Модулированные колебания передаются в антенну с помощью катушки, индуктивно связанной с катушкой колебательного контура генератора.

Упрощенная схема «модуляции на анод» показана на рисунке 8.29. Колебания, созданные микрофоном, повышаются трансформатором Т, а затем усиливаются лампой Л<sub>1</sub>, после чего поступают в анодную цепь лампы А генератором I. Дроссели Д осуществляют разделение низкочастотных (модулирующих) и высокочастотных (модулируемых) колебаний. В них железный сердечник отсутствует и индуктивность их такова, что низкочастотные колебания свободно проходят из цепи в генератор I, а высокочастотные токи из I в II не проходят. Дроссели Д содержат железный сердечник и представляют большое сопротивление для высокочастотных токов, что препятствует их «закорачиванию» на источнике питания.

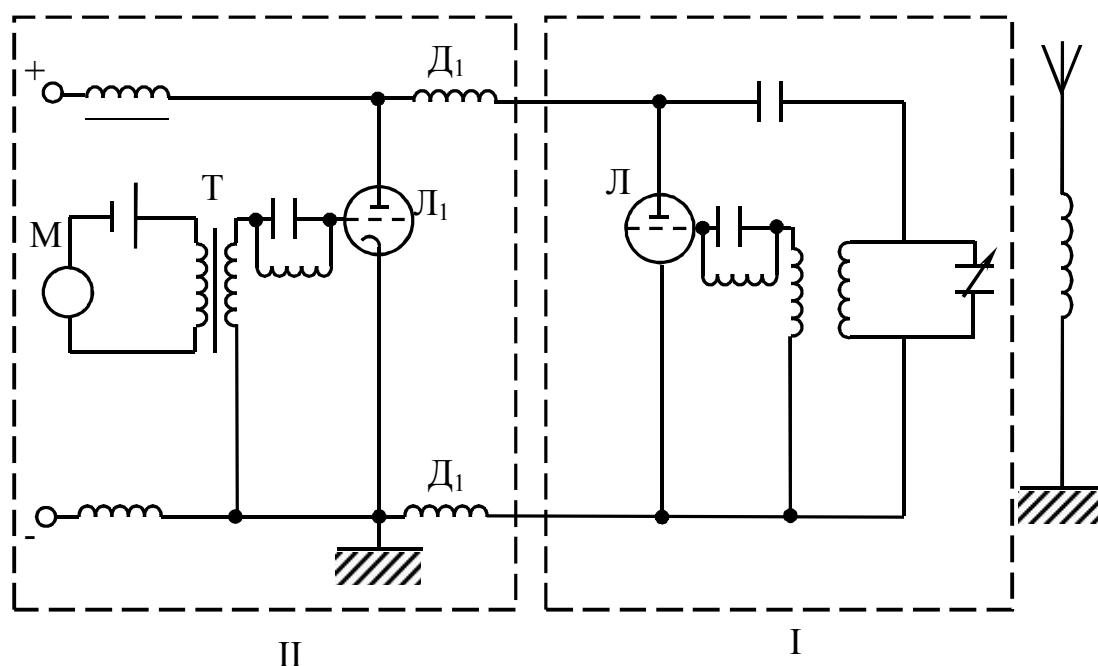


Рисунок 8.29

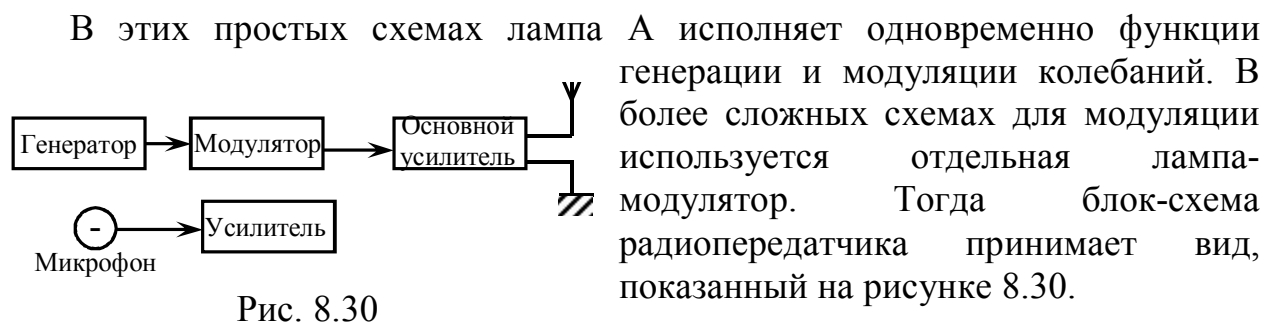


Рис. 8.30

Модулированные волны от радиопередатчика, значительно ослабленные на большом расстоянии, поступают в антенный контур приемника и вызывают в нем вынужденные колебания, причем заметной амплитудой будут обладать лишь колебания с частотой, близкой к абсолютной частоте («частота настройки») приемного контура. Эти

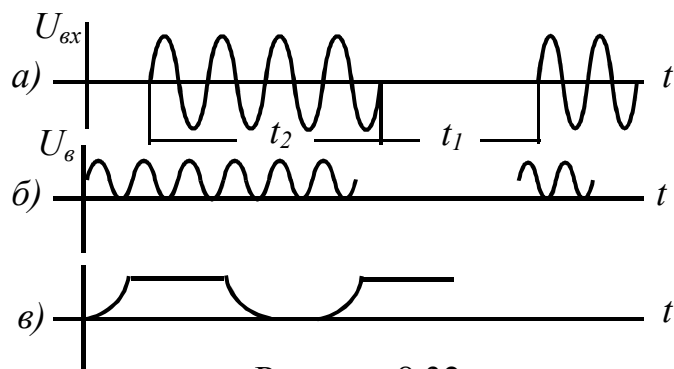


Рисунок 8.32

с помощью кристаллического детектора затем «сглаживаются» в специальной цепи, обладающей большой постоянной времени, например, в  $RC$ -контуре, работа которого уже была рассмотрена выше. Простейшая схема демодулятора показана на рисунке 8.31. Пусть на выходе имеется напряжение  $U_{вх}$ , модулированное прямоугольным сигналом (рис. 8.32, а). В результате выпрямления детектором на сопротивлении  $R$  в отсутствие конденсатора  $C$  появилось бы пульсирующее напряжение одного знака (рис. 8.32, б). При наличии конденсатора большой емкости он заряжается и разряжается с постоянной времени  $\tau = T$  (см. например (8.44)) и течет к ней. Если  $\tau \gg T$  (периода «несущего» колебания), то конденсатор не будет успевать заметно разряжаться между максимумами колебаний, и на нем установится постоянное напряжение, пропорциональное амплитуде «прямоугольного» сигнала. После прекращения колебаний конденсатор разряжается, и если постоянная времени мала по сравнению с промежутком между «цугами» колебаний  $t_1$  и длительностью самих «цугов», тона выходе появится напряжение, очень близкое по форме к прямоугольному передаваемому сигналу. Для получения неискаженного сигнала необходимо, чтобы было выполнено условие

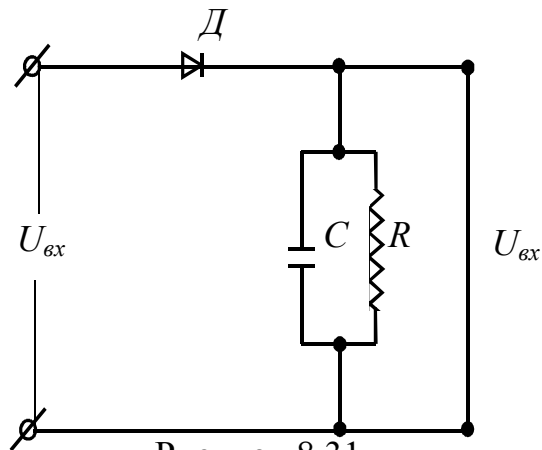


Рисунок 8.31

колебания необходимо усилить и «демодулировать», т. е. выделить из них исходный модулирующий сигнал низкой частоты. Демодуляция («детектирование») заключается в том, что модулированные колебания сначала выпрямляются, например,

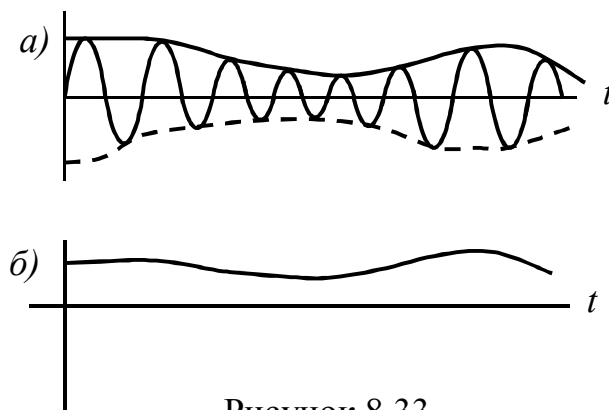


Рисунок 8.33

$$T \ll \tau = RC \ll t_1, t_2. \quad (8.244)$$

Аналогичным образом демодулируются колебания с «синусоидальной» модуляцией амплитуды (8.239) (рис. 8.33, а). И в этом случае на выходе схемы демодулятора получается напряжение, имеющее форму «огibaющей» модулированного колебания (рис. 8.33, б), т. е. низкочастотный сигнал передатчика (музыка, речь и т.д.).

Как правило, вместо диодного детектора используют трехэлектродную лампу, которая одновременно осуществляет и усиление колебаний. Упрощенная схема такого демодулятора показана на рисунке 8.34.

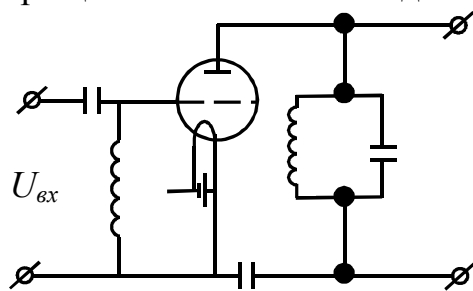


Рисунок 8.34

Блок-схема радиоприемника «прямого усиления» показана на рисунке 8.35. Высокочастотные модулированные колебания из антенн попадают в ламповый усилитель высокой частоты. Входной контур, упрощенная схема которого показана на рисунке 8.11, содержит конденсатор переменной емкости для настройки на определенную частоту (длину волны) передающей радиостанции.

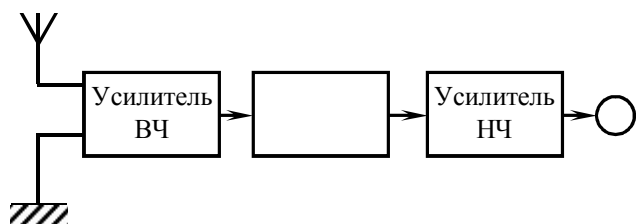


Рисунок 8.35

Усиленные ВЧ колебания поступают в демодулятор, в котором выделяется сигнал низкой частоты, после усиления колебания ВД поступают в громкоговоритель (динамик).

Недостатком такого приемника является невозможность получения

достаточно большого усиления сигнала на высоких частотах из-за влияния неизбежных «паразитных» емкостей, например, электродов ламп, соединительных проводов и т. д. При высоких частотах эти небольшие емкости становятся только малыми сопротивлениями ( $1/\omega C$ ) и шунтируют усилительные лампы. Если же отказаться от усиления ВЧ и осуществить демодуляцию в первой лампе приемника, то вместе с сигналом будут усиливаться неизбежные помехи, например, от грозовых разрядов в атмосфере, работающих поблизости электрических машин и т. д. Поэтому в современной радиотехнике используются «супергетеродинные» приемники; схема такого прибора показана на рисунке 8.34. Модулированные ВЧ колебания напряжения  $u = a[1 + f(t)] \sin \omega t$  поступают на один из электродов специальной лампы, на другой электрод поступает напряжение от местного маломощного генератора, имеющегося в приемнике – «гетеродина»  $u_1 = a_1 \sin \omega_1 t_0$ . Частота гетеродина  $\omega_1$  подбирается близкой к несущей частоте  $\omega$  с таким расчетом, чтобы разность  $(\omega - \omega_1)$ , называемая «промежуточной» частотой, была достаточно высокой (за пределами звукового диапазона). В анодной цепи лампы при этом возникают «комбинированные колебания», в частности, пропорциональные

$\sin[(\omega - \omega_1)t]$ . На выходе лампы появляются колебания «промежуточной» частоты, модулированные функцией  $f(t)$ , ( $i \sim [1 + f(t)\sin(\omega - \omega_1)t]$ ). Такой процесс называется «смешиванием» частот и осуществляется с помощью «смесителей» лампы. Колебания с промежуточной частотой усиливаются и демодулируются, как описано выше. Получаемый при этом сигнал звуковой частоты после дополнительного усиления поступает в громкоговоритель. В процессе настройки приемника промежуточная частота  $(\omega - \omega_1)$  поддерживается неизменной путем изменения частоты гетеродина вместе с изменением частоты настройки. Приемники, основанные на этом принципе, являются наиболее распространенными в радиовещании.

Характер распространения радиоволн в околоземном пространстве существенно зависит от длины волны. Как и все другие волны, радиоволны испытывают отражение от препятствий, преломление в неоднородных средах, дифракцию на краях препятствий, рассеивание и т. д. Длинные радиоволны обладают ярко выраженными дифракционными свойствами и потому способны огибать Землю, обеспечивая устойчивую радиосвязь между весьма удаленными пунктами. По этой причине ширококонтинентальная радиосвязь присутствует на длинных волнах (1000 м и более). Эти волны огибают весь земной шар за время порядка 0,13 с. В отличие от них, короткие (метровые и дециметровые) волны не обладают способностью огибать большие препятствия и распространяются прямолинейно (как свет). Для устойчивой связи на этих волнах необходимо устанавливать ретрансляционные станции, которые находятся в пределах «прямой видимости», каждая станция принимает волны предыдущего ретранслятора и посылает их к следующей станции. Таким путем осуществляется, в частности, передача телевизионных программ. Однако, сверхдальний прием на коротких волнах может быть осуществлен также многократно и за счет отражения волн от хорошо проводящих ионизированных слоев атмосферы («ионосферы»). Поскольку свойства ионосферы испытывают существенные сезонные и суточные изменения, то такая связь, естественно, является значительно менее устойчивой, чем «длинноволновая» радиосвязь.

Возможность направленного излучения коротких радиоволн используется в радиолокации для целей обнаружения движущихся объектов и определения их местоположения. Большинство радиолокаторов работает на сантиметровых волнах («микроволнах»). Для их генерации используют специальные электронные лампы-магнетроны с мощностью до миллиона кВт. Антенна радиолокатора обычно имеет вид вогнутого металлического зеркала, в фокусе которого находится излучающий вибратор. Современная радиолокационная антенна представляет собой весьма сложное техническое устройство. Радиолокационные установки работают в импульсном режиме и дают короткие «цуги» волн с длительностью порядка  $\tau \sim 10^{-6}$  с, разделенные промежутками порядка  $T \sim 10^{-3}$  с. Модулирующая функция в этом случае имеет вид прямоугольных импульсов с большой «скважностью»  $\frac{T}{\tau} \sim 10^3$  с. При этом средняя мощность генератора оказывается незначительной – несколько сотен

ватт. Антенна радиолокатора используется как для посылки импульсов, так и для приема волн, отраженных от объекта. Прямой и отраженный импульсы отображаются на экране электронно-лучевой трубки, имеющей развертку по времени (см. гл. 9). По расстоянию между этими импульсами можно оценить расстояние до объекта по формуле  $L = \frac{c[t_2 - t_1]}{2}$ . Для определения направления на объект антенна радиолокатора делается подвижной и может поворачиваться во всевозможных направлениях. Радиолокация применяется в научных целях для «зондирования» небесных объектов, в военном деле – для обнаружения самолетов и кораблей противника и т. д. Особую роль играет радиосвязь в современную эпоху освоения космоса и исследования строения Вселенной.

### 8.7 Радиоволны в космосе

Как указывалось выше, в связи со вступлением человечества в эру освоения Космоса возросло значение проблемы обеспечения устойчивой радиосвязи на больших расстояниях и при наличии значительных помех, шумов, связанных в основном с наличием радиационных поясов Земли. Следует также учитывать, что космические летательные аппараты (КЛА) весьма быстро перемещаются в пространстве, что обуславливает необходимость в специальных системах наведения приемных и передающих антенн на заданный КЛА. Поэтому система космической радиосвязи – это сложный комплекс измерительных средств (определения параметров положения КЛА), вычислительной техники и автоматики (ориентация антенн) и средств обработки информации. Связь между Землей и КЛА должна быть двухсторонней и устойчивой и по возможности неискаженной, т. е. с большим отношением сигнал-шум. Условия связи с КЛА, находящимися на разных расстояниях от Земли, существенно различны. Для связи с весьма удаленными автоматическими межпланетными станциями характерны малые уровни сигналов и большое время взаимной видимости. Напротив, для связи с близкими к Земле искусственными спутниками и орбитальными космическими станциями характерны большие скорости изменения направления связи, т. е. малое время взаимной видимости, и сравнительно высокие уровни радиосигналов.

При двусторонней связи Земля–КЛА «прямая» и «обратная» линии несут разную информационную нагрузку. С Земли по «прямой» линии поступают преимущественно команды управления, а также ведутся передачи для связи с космонавтами на «обитаемых» КЛА. Напротив, с борта КЛА по «обратной» линии поступает основной поток информации – данные научных наблюдений и экспериментов, сведения о самочувствии космонавтов. В то же время мощность радиопередающих устройств на КЛА (до десятков Вт), естественно, значительно меньше, чем «земных» радиопередатчиков (десятки кВт). Поэтому для приема информации с КЛА приходится применять антенны с очень большой эффективной площадью – десятки метров для «околоземных» КЛА и



тысячи метров для межпланетных КЛА. Наибольшая дальность с межпланетными станциями была достигнута при полетах межпланетных станций к Юпитеру – до 900 млн. км.

При групповых полетах КЛА с экипажами (или автоматических КЛА без них) возникает проблема обеспечения устойчивой радиосвязи между ними. Этот случай обладает рядом специфических особенностей по сравнению со связью Земля–КЛА. В то время как при дальней связи с Землей антенна КЛА обычно все время ориентирована на Землю, при связи между КЛА их взаимное положение все время сравнительно быстро изменяется, и становится направленной связью. При этом воздействии атмосферы и ионизированных слоев отсутствуют, что обеспечивает более свободный диапазон радиочастот. Кроме того, при этом становятся осуществимыми и оптические методы связи.

Большое практическое значение имеет обеспечение связи через специальные искусственные спутники Земли – спутники связи. Как уже указывалось выше, короткие радиоволны мало подвержены дифракции и потому распространяются прямолинейно, как свет. Поэтому для осуществления дальних радиопередач (или телепередач) на коротких волнах в земных условиях приходится использовать радиорелейные линии прямой видимости, состоящие из приемно-передающих пунктов ретрансляторов, которые располагаются на расстоянии прямой видимости 50–70 км друг от друга. Если же установить один промежуточный ретранслятор на борту «спутника связи» с высокой орбитой, то можно обеспечить связь между пунктами, отстоящими друг от друга на тысячи км. Такие спутники могут применяться как в отдельных линиях связи, так и в существующих сетях радиорелейных линий для передачи телепрограмм, многоканальной телефонной и телеграфной связи т. д. Примером такой сети с большим числом земных станций является система «Орбита», действовавшая в СССР с 1967 г. Для спутников связи могут использоваться весьма различные орбиты – «стационарные круговые», «эллиптические синхронные» и др. «Стационарный» спутник связи постоянно «висит» над определенной точкой экватора и обеспечивает круглосуточную связь между земными станциями на широтах ниже  $75^\circ$  в радиусе до 8000 км от той точки, над которой расположен спутник. В пределах указанных широт для обеспечения связи между любыми земными станциями достаточно трех таких спутников, находящихся на равном удалении вдоль экватора. Для осуществления связи с районами, находящимися в высоких широтах, выше  $70\text{--}75^\circ$  (например, с арктическими районами), лучше использовать сильно вытянутые эллиптические «синхронные» орбиты, апогей которых (наиболее удаленная точка) находится над центром обслуживаемой линии связи, а период обращения спутника составляет половину суток или целые сутки. При соответствующем выборе угла наклона и местоположения орбиты спутник связи находится в пределах видимости из заданного района значительную часть суток. Типичным примером являются спутники серии «Молния» (спутник «Молния-1» был запущен в СССР в 1965 г.), входящие в состав упомянутой выше системы «Орбита». Апогей орбит этих спутников находится над

Северным полюсом на высоте около 40 тыс. км; высота перигея – 460–630 км, период обращения – 12 ч. При этом для пунктов на территории России и других стран Северного полушария обеспечиваются сеансы связи длительностью 8–10 ч. Система из трех таких спутников поддерживает непрерывную круглосуточную связь. При этом в наземных пунктах связи применяются антенны большого размера, поскольку при больших удалениях спутника от поверхности Земли (более 30 тыс. км) мощность принимаемых радиосигналов очень мала.

Существуют также спутники связи, находящиеся на средневысоких и низких круговых орбитах («Курьер», «Реле» и др.), которые обеспечивают большие мощности сигналов. Однако уменьшение высоты полета приводит к сокращению времени взаимной видимости спутника и земного пункта связи; поэтому для обеспечения непрерывной связи приходится значительно увеличивать число спутников и усложнять систему наведения антенн земных станций связи. При малых высотах необходимо использовать радиолинии с ретрансляторами, однако при этом интенсивность сигнала настолько возрастает, что отпадает необходимость в больших дорогостоящих антеннах, и связь со спутниками может осуществляться небольшими передвижными пунктами. Спутник связи для транзитной передачи радио- и телесигналов может содержать «активный» ретранслятор, который обеспечивает дополнительное усиление сигналов, или же «пассивный» ретранслятор, т. е. отражатель. Активный ретранслятор может обслуживать ограниченное число линий, поскольку из-за создаваемых взаимных помех необходимо обеспечивать эффективное разделение сигналов и избегать перегрузок ретранслятора. Пассивный ретранслятор, напротив, может обслуживать радиосеть из большого числа линий с различными радиочастотами, так как он отражает множество одновременно проходящих сигналов без взаимных помех (такой ретранслятор установлен, например, на спутнике связи «Эко»). Однако, применение активного ретранслятора, обеспечивающего передачу до десятка телевизионных программ (или связь по нескольким тысячам телефонных каналов), является предпочтительным. Такие ретрансляторы установлены, например, на упомянутых выше спутниках связи «Молния» и ряде других.

Увеличение числа каналов радио- и телепередач сопряжено с увеличением ширины пропускания ретрансляционной линии и тем самым приводит к усилению помех – «шумов», имеющих как «атмосферную», так и «космическую» природу. Это ведет к неизбежному искажению приема в той или иной мере; допустимый уровень искажения определяется содержанием передач. Для борьбы с искажениями принимают различные меры, такие как, увеличение мощности радиопередатчика, рациональный выбор диапазона частот (обычно они выбираются в интервале 1–10 МГц, поскольку при меньших частотах усиливается влияние шумов космоса, а при больших – шумов атмосферы), снижение уровня шумов приемника, применение специальных методов обработки сигналов с невысоким отношением «сигнал-шум» и т. д. С дальнейшим развитием космонавтики идет и дальнейшее

совершенствование космической радиосвязи, с другой стороны, при этом возрастает и значимость использования КЛА для решения «земных» проблем связи, что является лишь одним из аспектов фундаментального значения освоения Космоса для дальнейшего прогресса земной цивилизации.

Обширный комплекс методов исследования строения небесных тел, Галактики и Вселенной в целом с использованием коротких радиоволн образует специальную область науки – «радиоастрономию». Различают «пассивную» радиоастрономию, исследующую приходящие к нам из космоса радиоволны, и «активную» радиоастрономию, или радиолокационную астрономию, методами которой осуществляется «зондирование» небесных тел с помощью радиоволн, посылаемых с Земли в космос. Радиоастрономия является одной из самых молодых наук: радиоизлучение Млечного Пути было обнаружено в 1931 г., Солнца – в 1942 г., Луны – 1945 г. Однако за это время она стала одним из основных экспериментальных средств современной науки о Вселенной, дающим разнообразные сведения о физических явлениях, происходящих в глубинах Вселенной.

Существует ряд механизмов возникновения радиоизлучения небесных тел. К ним относятся: тепловое излучение (этот механизм преобладает на планетах и малых телах Солнечной системы), тормозное излучение электронов в полях ионов плазмы (газовые туманности Галактики, атмосферы Солнца и звезд), магнитотормозное излучение быстрых («релятивистских») электронов в космических магнитных полях (активные области Солнца, радиационные пояса вокруг планет и т. д.), коллективные процессы в высокоионизированной плазме и т. д. Все эти механизмы приводят к возникновению радиоизлучения со сплошным спектром. Наряду с этим наблюдается также монохроматическое космическое радиоизлучение, т. е. лучи с определенными частотами, возникающие в результате переходов между дискретными энергетическими уровнями атомов и молекул вещества. Большая часть космических радиополос соответствует переходам между вращательными подуровнями молекул; атомные линии в основном испускаются водородом и соответствуют переходам между сверхтонкими подуровнями основного состояния атома водорода (линия с длиной волны 21 см), а также рекомбинации ионов с образованием возбужденных атомов водорода.

Солнечная радиоастрономия дает ценную информацию о состоянии атмосферы Солнца и о природе солнечной активности. Радиоизлучение Солнца имеет весьма широкий спектр длин волн – от долей мм до нескольких км. Его существование проявляется, в частности, в существовании помех радиоприему преимущественно в дециметровой и метровой областях. Различают радиоизлучение «спокойного Солнца», которое практически не изменяется со временем, и излучение «активного Солнца», иногда имеющее характер «всплесков» очень высокой интенсивности. Радиоизлучение спокойного Солнца обусловлено тормозным излучением электронов в полях ионов плазмы в различных слоях атмосферы Солнца. Коротковолновое (до 3 мм) излучение возникает в атмосфере Солнца, сантиметровое излучение – в хромосфере, более

длинноволновое излучение – в самом внешнем слое – солнечной короне. Изменяющееся со временем радиоизлучение Солнца обусловлено тормозным и магнитотормозным излучением в его активных областях атмосферы над солнечными пятнами. Это излучение имеет длины волн в интервале 5–20 см и изменяется синхронно с видимыми проявлениями солнечной активности (например, площадью солнечных пятен). В метровом диапазоне радиоизлучение является очень нестабильным и носит характер «всплесков», превышающих интенсивность «спокойного» излучения в млн. раз. Всплески возникают, по-видимому, в результате прохождения потоков быстрых частиц сквозь атмосферу Солнца. Результаты наблюдений радиоизлучения используются при построении моделей атмосферы Солнца и выяснении механизма влияния Солнца на явления в Земной атмосфере.

Другой раздел радиоастрономии занимается изучением радиоизлучения планет Солнечной системы. Результаты этих исследований дают ценную информацию о физическом состоянии поверхности, атмосферы и радиационных поясов планет, особенно в тех случаях, когда поверхность недоступна для непосредственных оптических наблюдений. Например, по радиоастрономическим данным была оценена температура поверхности Венеры и плотность ее атмосферы, обнаружены радиационные пояса Юпитера и т. д.

Исследование космического радиоизлучения дает важную информацию о структуре нашей Галактики – звездной системы, в которую входит и наше Солнце. После вспышки так называемых «сверхновых» звезд на их месте образуются газовые туманности, расширяющиеся с огромными («релятивистскими») скоростями и являющиеся мощными источниками радиоизлучения; изучение состава и интенсивности этого излучения во многом способствовало построению картины этого грандиозного космического явления, играющего большую роль в общем ходе эволюции Галактик. Сравнительно недавно обнаруженные «пульсары» – быстровращающиеся «нейтронные звезды» – являются интенсивными источниками пульсирующего радиоизлучения магнитотормозной природы. Наличие в составе «галактического» радиоизлучения очень ярких и узких радиолиний (например, гидроксила и др. молекул) свидетельствует о действии в космосе молекулярных квантовых генераторов – «мазеров». Особый интерес представляет исследование радиоизлучения систем двойных звезд, одна из которых может быть «черной дырой» (см. гл. 5, т. I). Все эти исследования способствуют построению модели нашей Галактики и решению проблемы происхождения космических лучей.

Наиболее «крупномасштабную» информацию о структуре и свойствах небесных тел дают данные «метегалактической» радиоастрономии, изучающей излучение от объектов за пределами нашей Галактики. Наряду с «нормальными» галактиками – источниками слабого радиоизлучения – наблюдаются и более мощные источники – «радиогалактики», обладающие сложной внутренней структурой. Энергия электронов со скоростями, близкими к скорости света, и магнитного поля в радиогалактиках достигает огромной

величины – до  $10 \text{ МэВ}$ , что свидетельствует о протекании в них грандиозных плазменных процессов «взрывного» характера. Эти процессы являются в настоящее время объектом интенсивного изучения. Наиболее мощными из наблюдаемых за пределами нашей Галактики радиоисточниками на сегодняшний день являются «квазары», испускающие как постоянное, так и переменное излучение в сравнительно небольших областях. Квазары, или «квазизвездные», являются весьма необычными космическими объектами. По оптическому внешнему виду они сходны со звездами, а по характеру спектра – с газовыми туманностями. В то же время по радиоизлучению квазары сходны с радиогалактиками, а компактные радиоисточники, порождающие переменное излучение, по-видимому, представляют собой расширяющиеся облака «релятивистской» плазмы. Выяснение «загадки квазаров» должно сыграть большую роль в развитии представлений современной космологии об эволюции Вселенной в целом. В этом плане весьма важное значение имеют исследования «фоновое» радиоизлучения Вселенной, основной составляющей которого является так называемое «реликтовое» излучение – изотропное излучение, соответствующее температуре  $2,7 \text{ К}$ . Его источником является плазма, заполнявшая метagalaktiku на ранней стадии развития Вселенной, до начала интенсивного расширения, и имевшая тогда температуру до  $5000 \text{ К}$ . Существование такого излучения подтверждает основополагающие представления о ходе эволюции Вселенной, в частности, о происхождении ее «плотной» и «горячей» стадии. Таким образом, развитие метagalaktической радиоастрономии и космологии в настоящее время находится в неразрывном единстве.

Исследование космического радиоизлучения осуществляется в астрономических обсерваториях с помощью радиотелескопов. Радиотелескоп представляет собой весьма громоздкое и сложное техническое сооружение и состоит из приемной антенны и измерительного устройства – радиомера. Большой диапазон космических радиоволн (примерно  $0,1 \text{ мм} - 1 \text{ км}$ ) обуславливает большое конструктивное многообразие антенн радиотелескопов. На коротких волнах используют зеркальные параболические антенны, которые наводятся на исследуемую область неба с помощью прецизионных поворотных устройств. Длинноволновые антенны представляют собой решетки, набранные из большого числа элементарных излучателей – «диполей». Антенна должна обеспечивать высокую чувствительность телескопа ввиду крайней малой интенсивности космического радиоизлучения, которое необходимо выделить на фоне всегда существующих радишумов, и высокую разрешающую способность, т. е. возможность разделять весьма близкие по углам космические объекты. Простейшим способом добиться этого является увеличение размеров приемной антенны, поскольку минимально обнаруживаемая мощность излучения обратно пропорциональна площади антенн, а разрешающая способность по углу обратно пропорциональна ее диаметру. Поэтому площадь крупнейших радиотелескопов превышает  $10\,000 \text{ м}^2$  (например, чаша радиотелескопа в Аресито, Пуэрто-Рико, диаметром  $300 \text{ м}$  занимает целый

кратер потухшего вулкана). Однако увеличение диаметра антенны сопровождается, разумеется, все возрастающими техническими трудностями. Поэтому применяются сложные системы – «радиоинтерферометры» с большими базами, представляющие собой две антенны, разнесенные на некоторое расстояние (называемое «базой») и связанные кабельной или волноводной линией связи (при базах сотни и тысячи км применяются ретрансляторы). Сигналы от двух антенн поступают на вход общего приемного устройства (детектора), где осуществляется их анализ и регистрация. Принятые в одно и то же время сигналы на двух и более антеннах могут быть записаны на магнитофонных лентах, а затем обработаны совместно. Это позволяет сделать базу радиоинтерферометра очень большой (многие тысячи км). Такой прием обеспечивает угловую расширяющую способность до  $10^{-3}$  угловой секунды (следует заметить, что такие системы используются не только для «космических», но и для «земных», в частности, геодезических исследований). Радиотелескоп обычно оснащается целым комплексом вспомогательных приборов и устройств – радиоспектрометрами для исследования спектров радиоизлучения, радиополяризаторами для изучения его состояния поляризации и т. д. Это позволяет получить ценную и разнообразную «радиоинформацию» о Вселенной, примеры которой были приведены выше.

Радиолокационная астрономия («активная радиоастрономия») представляет собой комплекс методов исследования («зондирования») небесных тел с помощью радиоволн, излучаемых «земным» передатчиком и отраженных от этих тел (метеоров, Луны, планет, Солнца). Радиолокатор создает мощный импульс радиоизлучения, который направляется антенной на исследуемый объект. Отраженный сигнал улавливается антенной и затем анализируется, что позволяет определить расстояние до объекта, его форму и размеры. Точность таких измерений расстояния – до 1 км, что значительно выше, чем для других астрометрических методов. Поэтому эти измерения имеют важное практическое значение для космонавтики, поскольку позволяют обеспечить высокую точность выведения космических аппаратов к планетам и их посадки в заданном районе поверхности планеты. При радиолокации планет в момент их прохождения за солнечным диском наблюдалось запаздывание момента прихода отраженного радиосигнала, обусловленного влиянием поля тяготения Солнца, которое количественно предсказывается общей теорией относительности; эти наблюдения послужили важным экспериментальным подтверждением указанной теории. Впервые методы радиолокационной астрономии были применены для исследования движения метеоров в атмосфере Земли. При входе твердых «метеоритных тел» в атмосферу Земли они оставляют на своем пути яркий светящийся след, в котором воздух сильно ионизирован; этот след и называется «метеором» (осколок метеоритного тела, упавший на Землю, называется «метеоритом»). За сутки атмосферу Земли пронизывает огромное количество метеоров, которые интенсивно отражают радиоизлучение. Поэтому с помощью радиолокации легко «ловятся» все метеоры и исследуется характер их движения. При таких исследованиях, а

также при изучении вращения планет используется эффект Доплера: при приближении небесного тела к антенне частота принимаемого сигнала возрастает, а при удалении – уменьшается. Например, сторона вращающейся планеты, удаляющейся от радиолокатора на Земле, отражает более длинноволновой сигнал, чем сторона, приближающаяся к нему; чем быстрее вращение планеты вокруг своей оси, тем больше это различие частот (длин волн) сигналов.

Применение этого метода уже дало ряд неожиданных результатов. На протяжении многих лет астрономы считали, что Меркурий совершает полный оборот вокруг Солнца и вокруг своей оси за одно и то же время – 88 (земных) суток, т. е. обращен к Солнцу всегда одной и той же стороной, как Луна к Земле. Однако радиолокационные измерения, показали, что период вращения Меркурия вокруг оси равен 58,6 земных суток. Причина этого расхождения заключается в том, что Меркурий из-за своей близости к Солнцу труден для наблюдения «оптическими» методами. Обычно его исследуют в телескоп лишь при наиболее благоприятных условиях, когда он действительно обращен к Солнцу одной и той же стороной. Вращение Венеры вокруг оси долгое время вообще оставалось неизученным, поскольку ее поверхность всегда скрыта толстым слоем облаков. Радиолокационные измерения показали, что период оборота Венеры вокруг оси равен 243 суток, при продолжительности оборота вокруг Солнца 225 суток; таким образом, «день» на Венере длиннее «года». Кроме того, было обнаружено, что Венера, в отличие от всех других планет, вращается вокруг оси в «обратном» направлении – с востока на запад, по часовой стрелке. В периоды, когда Венера и Земля сближаются на минимальное расстояние, Венера оказывается обращенной к Земле одной и той же стороной, поэтому существует гипотеза, что влияние гравитационного поля Земли является причиной аномалий вращения ближайшей к ней планеты.

Принципиальная возможность выделения из всего отраженного планетой сигнала частей, соответствующих небольшим ее участкам, лежит в основе «радиолокационной картографии» планет. Этим методом было получено изображение Луны, мало отличающееся от изображений, полученных с помощью оптических телескопов. Уже удалось получить изображение небольших участков поверхности Венеры (на одном из них видны кратеры), что невозможно сделать оптическими методами. Дальнейшее применение этого метода к исследованию планет весьма перспективно.

При радиолокации Солнца принимается сигнал, отраженный ионизированным газом – плазмой солнечной короны. Такие наблюдения, начатые немногим более 70 лет назад, уже дали интересные результаты. Так, в солнечной короне были обнаружены образования, движущиеся со скоростями до 200 км/с как к периферии, так и к центру Солнца; они, по-видимому, связаны с явлениями солнечной активности. «Солнечный ветер» может быть исследован также путем наблюдения рассеянных им радиоволн, идущих от других космических источников радиоизлучения.

Основное затруднение при радиолокационном исследовании удаленных небесных тел (например, больших планет Солнечной системы) состоит в том, что интенсивность отраженных радиосигналов (при заданной мощности передатчика) убывает с расстоянием до объекта очень быстро. Поэтому необходимо резко повысить мощность радиолокатора, что связано с возрастающими техническими трудностями. Поэтому при современном уровне техники возможности радиолокационной астрономии пока ограничены пределами Солнечной системы.

Было высказано предположение, что чувствительность современных радиотелескопов достаточна для того, чтобы поймать сигналы, специально посылаемые «внеземными» цивилизациями, существующими на планетах, обращающихся вокруг других звезд. Возможность существования «внеземных» цивилизаций в настоящее время практически не вызывает возражений, проблема заключается лишь в том, каким образом может быть осуществлена связь с ними и где их искать. Эти вопросы обсуждались на международном симпозиуме в Бюраканской обсерватории в 1971 г. было высказано мнение, что «в среднем» цивилизации должны встречаться в Космосе на расстоянии 100–1000 световых лет друг от друга ( $1 \text{ световой год} = 10^{13} \text{ км}$ ). Ввиду наличия во Вселенной облаков межзвездного газа, пыли и т.п. радиоизлучение должно сильно поглощаться на столь далеких расстояниях; наиболее благоприятным для «межзвездных радиопередач» является дециметровый диапазон, в частности, «водородная» волна 21 см, о которой уже упоминалось выше. Поэтому на ряде радиоастрономических обсерваторий ведется интенсивное «прослушивание» неба на волне 21 см в поисках радиосигналов «цивилизованного» происхождения. В 1960 г. в направлении двух звезд – «тау» Кита и «ипсилон» Эридана – были направлены мощные радиосигналы с «приглашением к общению». Эти звезды были выбраны потому, что они находятся сравнительно близко от нас (10–12 световых лет) и являются достаточно «стабильными» («долгоживущими»), чтобы вокруг них могли сформироваться планеты, и на них развилась цивилизация. Ответа на эти сигналы пока нет, и вообще «искусственные» радиосигналы из космоса пока не приняты. Зато «прослушивание» звездного неба уже привело к открытию пульсаров – быстровращающихся нейтронных звезд – и, несомненно, приведет еще и к другим открытиям. Однако мысль о возможности связи с другими цивилизациями не отставлена. В частности, предложены проекты радиотелескопических систем, с помощью которых можно было бы принять радиоволны, посланные с расстояний до 1000 световых лет. Эти проекты пока еще не могут быть осуществлены по ряду технико-экономических соображений.



## ГЛАВА 9 ЭЛЕКТРОНИКА

### 9.1 Газоразрядные приборы и устройства

Закономерным следствием больших успехов, достигнутых в понимании электрических и магнитных явлений примерно за последние сто лет, явилось создание особой области науки и техники – электроники, рассматривающей электронные процессы в металлах, проводниках и их использование для создания приборов и устройств, предназначенных, главным образом, для преобразования электромагнитной энергии с целью передачи, обработки и хранения информации. Типичным примером является генерация, усиление и прием электромагнитных волн в огромном диапазоне частот ( $10^3$ – $10^{20}$  Гц). Электронная аппаратура для осуществления различных видов связи, вычислительной техники, автоматики, телевидения, систем управления, светотехники и радиотехники и т. д. прочно вошла во все сферы народного хозяйства; электроника стала стержнем научно-технической революции и освоения космоса, и ее роль в ускорении научно-технического прогресса продолжает возрастать.

Огромный теоретический и экспериментальный материал, накопленный современной электроникой, можно подразделить на 3 большие области: вакуумную, твердотельную (полупроводниковую) и квантовую электронику. Вакуумная электроника включает вопросы разработки электровакуумных приборов, в том числе вакуумных и газоразрядных (ионных) приборов и ламп накаливания, СВЧ-приборов (магнетронов, клистронов и т. п.), фотоэлектронных приборов (фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей) и рентгеновских трубок. Твердотельная электроника, в основном, занимается разработкой полупроводниковых приборов – усилительных и генераторных диодов, транзисторов, тиристоров, оптоэлектронных приборов (фотодиодов, фототранзисторов, оптронов и т. д.), магнитоэлектронных приборов типа ферритовых вентилях, фазовращателей и т. п., акустоэлектронных и криоэлектронных приборов. Главными направлениями квантовой электроники являются создание лазеров (оптических квантовых генераторов) и лазеров, используемых во многих областях науки и техники. К электронике относится также разработка специфической технологии изготовления электронных приборов – получение сверхчистых материалов и материалов с заданными физическими свойствами (электронное материаловедение), техника изготовления тонких пленок и покрытий, техника высокого вакуума и т. п.; здесь создается новое направление – электронное машиностроение. Разумеется, нет возможности сколько-нибудь подробно осветить все перечисленные направления современной электроники. Поэтому мы остановимся только на некоторых избранных вопросах. Основные типы вакуумных электронных ламп (диодов, триодов, магнетронов и т. п.) будут подробно рассматриваться во всех общих курсах физики. В данной главе будут более подробно рассмотрены в основном газоразрядные и полупроводниковые приборы. Некоторые другие

типы электронных приборов уже были затронуты выше (криоэлектронные приборы, лампы накаливания и некоторые другие).

Большое количество существующих газоразрядных («ионных») приборов можно разделить по назначению на 3 большие группы: газонаполненные электронные лампы (предназначенные для управления током, как и вакуумные лампы), газоразрядные источники света (для целей освещения и облучения) и газоразрядные приборы СВЧ (аттенюаторы, фазовращатели и т. п.). Здесь мы рассмотрим некоторые типичные приборы первой и третьей из этих групп; газоразрядные источники света уже были рассмотрены в гл. 5.

Газоразрядные электронные приборы, в свою очередь, условно можно разделить на несколько групп по типу используемого в них газового разряда (эти были рассмотрены в гл. 5): приборы тлеющего разряда, дугового, искрового и коронного разряда. Рассмотрим некоторые типичные приборы из всех этих групп.

Приборы тлеющего разряда составляют наиболее многочисленную группу ионных приборов. Для них характерны малая сила рабочего тока (десятки мА), сравнительно невысокие рабочие частоты (десятки кГц), низкое давление газа (десятки Па и ниже), длительный срок службы (более 10 тыс. час.), малые габариты и масса.

Типичными представителями приборов этого типа являются индикаторные и сигнальные лампы различных видов. Их применение основано на пороговом характере зажигания и погасания тлеющего разряда. Одно из таких применений было указано в гл. 8: неоновая лампа используется в генераторе релаксационных колебаний в качестве малого сопротивления для разрядки конденсатора в моменты горения разряда. Аналогичным образом это свойство ламп тлеющего разряда используется в устройствах защиты от перенапряжения; при этом лампа подключается к защищаемому устройству, рабочее напряжение которого ниже напряжения погасания разряда. Аналогичные маломощные лампы тлеющего разряда часто используются в качестве индикаторов напряжения. При напряжении на лампе порядка 100 В ток через лампу обычно не превышает нескольких мА, так что потребляемая мощность составляет доли Вт. Индикаторные лампы дают световой поток до нескольких лм при световой отдаче порядка 1 лм/Вт. Существует много различных типов неоновых индикаторов. Например, ТН-0,15, ТН-0,2, работающих на постоянном токе до 0,5 мА при напряжении зажигания от 80 до 150 В (срок службы около 300 ч), ТН-20, ТН-30 для работы на переменном токе 30 мА (их срок службы достигает 1000 ч) и др. Весьма распространены цифровые индикаторы (типа ИН1, ИН2 с напряжением зажигания 200 В) тлеющего разряда и другие, так называемые «регистровые» неоновые лампы. Они обычно используются для визуального представления выходных данных счетных устройств (как правило, в десятичной системе счисления). Регистровые лампы содержат 10 катодов в (форме штырьков) и дисковый анод, образующие коаксиальную систему электродов. Катоды лампы соединяются с выходами счетного устройства.

Лампа цифровой индикации содержит 10 катодов в форме цифр (0,1...9) и сетчатый анод, причем каждый катод имеет отдельный вывод. При появлении напряжения между анодом и одним из катодов между ними возникает тлеющий разряд. Сила тока лампы подбирается таким образом, чтобы наблюдаемое свечение, покрывающее катод, имело четко различимую форму соответствующего цифрового знака.

Во многих пересчетных схемах, амплитудных анализаторах импульсов, тахометрах, телеметрических системах и устройствах автоматического управления применяются декатроны – многоэлектродные индикаторные лампы, служащие для счета электрических импульсов в десятичной системе счисления. Наибольшее распространение получил двухимпульсный декатрон с симметричными катодами. Он содержит дисковый анод и 30 катодов в форме штырьков, образующих три группы – индикаторные катоды К, первые подкатоды 1ПК и вторые подкатоды 2ПК, причем катоды каждой группы соединены между собой и имеют общий вывод, кроме одного из индикаторных катодов  $K_0$ , имеющего отдельный вывод, который служит в качестве выходного электрода. При включении декатрона между анодом и одним из катодов возникает тлеющий разряд. Для счета одного электрического импульса на подкатоды подаются два отрицательных импульса со сдвигом по фазе относительно друг друга. Эти импульсы формируются из единого входного импульса в специальных схемах с ламповыми или полупроводниковыми элементами. Подача импульса на 1ПК вызывает зажигание разряда на 1ПК $_0$ , на 2ПК – зажигание на 2ПК $_0$ ; погасание разряда в связи с окончанием импульса на 2ПК приводит к зажиганию импульса на К1 и т. д. Это обусловлено тем, что на электродах, расположенных вблизи светящегося катода, напряжение зажигания разряда понижено. Таким образом, при каждом поступлении входного импульса разряд переносится с одного индикаторного катода на следующий, а 10 импульсов переносят разряд по всему кольцу катодов. Когда разряд доходит до нулевого индикаторного катода  $K_0$ , на выходном сопротивлении возникает импульс, используемый (после соответствующего усиления) для запуска электромеханического счетчика или следующего пересчетного каскада схемы. Изменение временной последовательности импульсов на 1К и 2К позволяет осуществить изменение направления переноса разряда и использовать двухимпульсный декатрон для выполнения операции вычитания.

К электронным приборам с тлеющим разрядом относятся многие устройства для преобразования дискретных величин тока и напряжения, широко используемые в вычислительной технике. Их применение основано на соответствии свойств этих приборов принципу действия дискретных схем; лампа имеет два возможных устойчивых состояния – непроводящее (в отсутствии разряда) и проводящее (при наличии разряда). Изменение состояния происходит в момент зажигания разряда, поэтому электронные преобразователи дискретных величин классифицируются по способу управления зажиганием: диоды, триоды с токовым управлением зажиганием и др. Используются и комбинированные приборы тлеющего разряда (в одном

баллоне совмещаются несколько различных приборов). Типичным электронным прибором этой группы является тиратрон – управляемая газоразрядная лампа с одной или несколькими сетками. Различают тиратроны тлеющего разряда – с холодным катодом – и дугового разряда – с накаливаемым катодом (см. ниже). В обоих случаях осуществляется управление моментом возникновения тока в анодной цепи лампы, но не его величиной. В тиратроне с «токовым» управлением тлеющий разряд в цепи анода возникает при достижении определенной критической величины тока в цепи управляющей сетки при подаче на сетку напряжения, превышающего напряжение зажигания разряда между сеткой и катодом. В тиратроне с электростатическим управлением имеются две сетки – «сетка подготовительного разряда» С1 и управляющая сетка С2. Подготовительный разряд между С1 и катодом поставляет электроны, которые тормозятся слабым полем  $E_T$  между С1 и С2. Зажигание разряда в тиратроне осуществляется после снижения поля до определенной критической величины  $E_{кр}$ . Обычно на С2 подается «напряжение смещения», которому соответствует напряженность, меньшая  $E_{кр}$ . Входной импульс положительной полярности поступает на управляющую сетку через разделительную емкость и осуществляет снижение  $E_T$  ниже критического значения  $E_{кр}$ . Помимо импульсного, возможно также управление «медленным» – статическим напряжением, которое подается через соответствующим образом подобранное сопротивление. В логических схемах, моделирующих функции математической логики, используются «логические» тиратроны тлеющего разряда, содержащие несколько управляющих сеток; разряд в цепи анода возникает только при определенных комбинациях входных сигналов. Свечение разряда в тиратроне позволяет регистрировать поступающие в лампу сигналы также и визуально. Потребляемая мощность тиратронов мала ввиду малой силы тока разряда. Особенностью тиратронов, как и других ионных приборов тлеющего разряда, является значительная инерционность из-за существования определенного времени развития пробоя в газе. Поэтому тиратроны используются в различных низкочастотных схемах – дискретной вычислительной технике, системах автоматики, экспериментальных схемах – для усиления токов и напряжений (в частности, в импульсном режиме), индикации маломощных сигналов, выполнения различных логических операций, формирования входных импульсов и т. д.

Приборы тлеющего разряда могут использоваться также и для преобразования непрерывных величин напряжения и тока. В «усилительных» лампах создается «вспомогательный» разряд между специальными электродами, которые служат источником электронов. Подачей напряжения на сетку осуществляется управление потоком электронов, как в обычных электровакуумных лампах. При этом между анодом и сеткой не должен возникать разряд; для этой цели расстояние между этими электродами должно быть мало (или же сильно понижено давление газа). По ряду причин такие лампы, однако, не имеют широкого распространения в практике. Они, как и так называемые «осциллографические» лампы (в этих лампах катод и анод

выполняются в форме стержня и располагаются в одной плоскости, так что при изменениях тока разряд покрывает большую или меньшую часть поверхности электрода, и длина области свечения служит мерой силы тока), используются, главным образом, в различных научных экспериментах.

Весьма распространены в технике приборы тлеющего разряда, используемые в разнообразных устройствах электропитания цепей; к ним относятся, в частности, выпрямительные лампы и стабилизаторы напряжения. Площадь поверхности анода в выпрямителях тлеющего разряда делается значительно меньше поверхности катода; поэтому при изменении полярности на аноде напряжение горения разряда значительно выше, чем при «прямой» полярности. Недостатками этих ламп, ограничивающими область их применения, являются большая потребляемая мощность и малые силы выпрямляемого тока.

В отличие от них, газоразрядные стабилизаторы, действие которых основано на слабой зависимости напряжения горения разряда от силы разрядного тока, получили широкое распространение в технике. Типичным примером приборов этой группы является стабилитрон. Стабилитроны бывают различных типов – тлеющего разряда, коронного разряда, полупроводниковые стабилитроны и т. д. В первых из них создается тлеющий разряд, ВАХ которого имеет малый наклон при силе тока до 50 мА. Напряжение стабилизации, например, для СГ-2С составляет 70–80 В в интервале токов 5–40 мА, для СГ-15п – 104–112 В при силе тока 0–30 мА. Дифференциальное сопротивление лампы  $R_{\partial} = \partial U / \partial I$  – при этом составляет около 100–150 Ом и значительно меньше статического сопротивления  $R_{ст} = U/I$ . Площадь поверхности катода, по которой распределяется область тлеющего свечения, пропорциональна силе тока (плотность тока постоянна). В стабилитроне, как правило, используется лишь катодное падение напряжения (примерно до 110 В). Оно почти не зависит от силы тока и определяется в основном природой газа и материалом катода (например, в *He* при *Ni* катоде  $U_k = 114$  В, в смеси *He* + 1 % *Ar* при *Ce* катоде  $U_k = 91$  В, и т. д.). В других случаях используют анодное падение напряжения на положительном столбе тлеющего разряда. Для получения повышенной стабильности напряжения используются специальные лампы с аномальным тлеющим разрядом со специальной конфигурацией катодов.

Рассмотрим типичные электронные приборы дугового разряда. Они используются в электронике в основном для тех же целей, что и указанные выше приборы тлеющего разряда. Однако применение дугового разряда (создаваемого обычно с помощью подогревного катода, хотя существуют и приборы дугового разряда с самоподогревающимся катодом – «аркатроны») позволяет работать с существенно большими силами тока – тысячи и десятки тысяч ампер. Например, в выпрямительных и релейных тиратронах (например, ТР1- 40/15) амплитуда силы тока превышает 100 А, при амплитуде напряжения 15 кВ. Обычно эти тиратроны заполняются парами ртути при давлении порядка 0,1 Па или инертными газами при давлении до 40 Па. Эти приборы также используются для управления моментом зажигания разряда; после

возникновения разряда между анодом и катодом сетка перестает управлять анодным током, поскольку скапливающиеся у ее отверстий положительные ионы нейтрализуют отрицательный потенциал сетки. Для выключения анодного тока (прекращения разряда) необходимо снизить анодное напряжение ниже напряжения горения дуги. После прекращения тока действие сетки восстанавливается не сразу, а лишь по истечении некоторого времени («времени восстановления»), за которое «рассасывается» облако положительных ионов у отверстий сетки. Зависимость анодного напряжения зажигания разряда  $U_a$  от сеточного напряжения  $U_c$  называется пусковой характеристикой тиратрона. В радиопередатчиках и линейных ускорителях широко используются импульсные тиратроны, служащие для создания коротких импульсов тока. В этих приборах сетка снабжается специальным защитным элементом, так что поле анода не воздействует на катод; разряд в тиратроне создается путем вспомогательного пробоя между сеткой и катодом. Он возникает после достижения некоторой критической величины концентрации заряженных частиц в области вспомогательного разряда. В период вспомогательного разряда анодное напряжение  $U_a$  равно ЭДС источника питания; после зажигания основного разряда, формирующегося за «время коммутации» тиратрона ( $t_k$ ), напряжение  $U_a$  падает до напряжения горения дуги  $U_c$ . Время  $t_k$  весьма мало (для маломощных тиратронов  $t_k \sim 10^{-9}$  с), что и позволяет формировать короткие импульсы. Ввиду больших плотностей тока и высоких напряжений в импульсных тиратронах возникает возможность разрушения эшелонного покрытия катода, поэтому такие тиратроны обычно заполняются водородом ( $H_2$ ) или дейтерием ( $D_2$ ). Восполнение водорода, интенсивно поглощаемого электродами при работе водородного тиратрона, осуществляется непрерывно с помощью «генератора» водорода – нагреваемого гидрида титана. Выпрямительные тиратроны дугового разряда работают при напряжениях до 300 кВ, импульсные – до 50 кВ (при токе в импульсе 2 кА и выше). Высоковольтные тиратроны обычно выполняются секционированными, с постепенным снижением напряжения на секциях. Катод и анод изготавливаются из стали, графита или никеля.

Следующим типичным представителем электронных газоразрядных приборов дугового разряда является газотрон – двухэлектродный «электрический вентиль», используемый для выпрямления переменного напряжения. Electroдами лампы обычно служат оксидный катод и анод, изготавливаемый из стали, графита или никеля. В газотроне, возбуждается несамостоятельный дуговой разряд в парах ртути или инертном газе. Анодное напряжение работающего газотрона практически не зависит от силы тока в анодной цепи, и близко к потенциалу ионизации рабочего газа (10–25 В), а падение напряжения на столбе разряда мало. Поэтому газотронные выпрямители обладают высоким КПД, достигающим 99 %, существенно превышающим КПД выпрямителей на кенотронах (вакуумных диодах, которые обычно используются в высоковольтных выпрямителях). Максимальное выпрямленное напряжение достигает 25 кВ и ограничивается напряжением

пробоя, при котором в лампе возникает самостоятельный разряд в полупериод обратного напряжения. Нижний предел рабочего напряжения определяется условиями зажигания и поддержания несамостоятельного разряда в «прямой» полупериод. Давление ртутных паров в газотроне обычно не превышает 0,01 мм рт. ст. (1 Па) и зависит от температуры окружающей среды, поэтому такие лампы используются в ограниченном температурном интервале (обычно 15–35 °С). Напротив, газотроны с «инертным» наполнителем могут использоваться в весьма широком интервале температур – от -60 до +90 °С; однако их срок службы ограничивается поглощением инертного газа, особенно в «послеразрядный» период. Обычно срок службы газотронов составляет несколько сотен или тысяч часов. Повышение рабочего напряжения газотрона до нескольких тысяч вольт достигается секционированием промежутка с помощью металлических колец, соединенных с делителем напряжения. Анодный ток газотрона может плавно регулироваться с помощью нагрузочного сопротивления в цепи лампы. Обычно его величина составляет 0,01–0,5 А, а в мощных газотронах – до 150 А. Газотроны применяют, главным образом, в высоковольтных выпрямителях переменного тока в радиопередатчиках.

Для выпрямления сильных токов и работы в импульсном режиме используют двухэлектродные газоразрядные приборы дугового разряда с оксидным катодом косвенного подогрева и водородным наполнением – так называемые «клипперные приборы». Электроды этих приборов обычно выполняются из меди и вместе со стенками из керамики образуют оболочку прибора. При подаче на анод положительного напряжения в приборе проходит импульс тока, что приводит к «сбросу» избыточного напряжения; время срабатывания составляет несколько нс, а динамическое сопротивление – доли Ом. Помимо использования в выпрямителях переменного тока, эти приборы применяют для снятия перенапряжений, защиты от побочных сигналов и заряда накопителей в импульсных модуляторах передатчиков радиолокационных станций.

Аналогичными достоинствами – высоким КПД (до 99 %), малым временем срабатывания (несколько нс), хорошей стабильностью характеристик и т. д. обладают и другие ионные приборы дугового разряда, например, таситроны, которые по своим функциям аналогичны рассмотренным выше импульсным тиратронам с водородным наполнением и отличаются от них, в основном, устройством управляющей сетки. В таситроне сетка имеет очень малые отверстия (порядка длины свободного пробега электронов в газе); это дает возможность управлять как моментом зажигания, так и моментом гашения дугового разряда без снижения анодного напряжения, как в тиратроне, причем эти моменты обладают высокой стабильностью. Обычно эти приборы используются для формирования высоковольтных (до 25 кВ) электрических импульсов большой мощности (несколько сотен кВт) в модуляторах радиолокационных станций, источниках накачки импульсных лазеров и многих других импульсных устройствах, выпрямителях.

Срок службы электронных приборов дугового разряда обычно определяется долговечностью катода, который подвержен различным видам электрической эрозии (см. гл. 5). Для повышения долговечности используют жидкие ртутные катоды, что позволяет работать при силе тока до нескольких кА при обратных напряжениях несколько сотен кВ. Типичными представителями приборов с такими катодами являются ртутные вентили – игнитроны или экситроны, используемые в ртутных выпрямителях. Ртутные выпрямители применяются в установках для электроснабжения электрического транспорта, для проведения промышленного электролиза металлов, растворов и расплавов, для индукционного нагрева (при частотах до 2,5 кГц), в электроприводах прокатных станков, автоматических линий и грузоподъемников и т. д. Игнитроны и экситроны различаются способом зажигания катодного пятна дугового разряда. В игнитронах это осуществляется посредством подачи положительного (по отношению к катоду) импульса  $I$  на специальный поджигающий электрод – «игнайтер», который изготавливается из спеченного порошкового материала (обычно карбид бора  $B_4C$ ) в виде конуса, погруженного вершиной в ртутный катод на 5–9 мм. При подаче импульса напряжения (до 350 В) на краю мениска ртути вблизи места погружения острия игнайтера возникает сильное электрическое поле с напряженностью порядка  $10^6$  В/см, вызывающее автоэлектронную эмиссию, что способствует формированию катодного пятна. Аналогично управляющей сетке тиратрона применяют последовательное и параллельное формирование катодного пятна. Между катодом и острием игнайтера возникает дуговой разряд, и катодное пятно перемещается на рабочую поверхность ртутного катода. После этого развивается основной разряд на вспомогательный анод, управляющие сетки и главный анод. Для повышения мощности и увеличения надежности работы применяют последовательное и параллельное включение игнитронов. Обычно они используются в схемах управления переменным током, выпрямления переменного тока управления моментом возникновения импульсов (с силой тока до 10 кА) и т. д. В экситронах катодное пятно на поверхности ртутного катода поддерживается непрерывно с помощью вспомогательной дуги между «анодом возбуждения» и катодом. Испускание электронов с катода носит характер автоэлектронной эмиссии. Перед анодом располагается сетка для управления моментом зажигания экситрона, действующая аналогично управляющей сетке тиратрона. Обычно экситроны используются в мощных управляемых промышленных выпрямительных установках и инверторах, служащих для преобразования постоянного тока в однофазный или многофазный переменный ток (мощность современных инверторов достигает 0,1 МВт при КПД до 97 %), и выдерживают токи до 3 кА в пике при напряжениях до 4 кВ.

В приборах искрового разряда при подаче определенного «пробивного» напряжения между холодными электродами при сравнительно высоком давлении газа (порядка атмосферного и выше) возникает электрическая искра. В качестве газового наполнения используются смеси инертных газов с



кислородом, углекислым газом и др. Время формирования искрового пробоя обычно порядка  $10^{-6}$  с, причем за это время сопротивление разрядного промежутка изменяется от сотен МОм до долей Ом. Это свойство используется в искровых разрядниках, служащих для замыкания электрических цепей. В зависимости от назначения прибора металлические электроды разрядников изготавливаются «сферическими», цилиндрическими или иной формы. Напряжение пробоя искрового разрядника зависит от размеров и формы электродов, расстояния между ними, давления и рода газа. При сферической форме электродов пробивное напряжение при небольших расстояниях между шарами приблизительно линейно возрастает с расстоянием; это позволяет использовать такие разрядники в качестве киловольтметров для измерения напряжений выше 500 кВ (при этом пробивное напряжение в сухом воздухе составляет примерно 30 кВ/см). В импульсных модуляторах для замыкания электрических цепей используются управляемые трехэлектродные искровые разрядники – «тиратроны». Они содержат рабочие электроды А и К и управляющий электрод П. На рабочие электроды подается напряжение, меньшее пробивного напряжения рабочего промежутка между К и П осуществляется с помощью дополнительного источника малой мощности, после этого развивается основной пробой между рабочими электродами. Наполнением тиратрона обычно служит аргон под давлением 3–4 атм. Рабочий ток достигает нескольких сотен А при напряжении до 20 кВ. Тиратроны обычно используются в качестве сильноточных электрических коммутаторов («ключей») однократного или периодического действия.

В приборах коронного разряда ионизация газа имеет место в области наибольшей напряженности поля при наличии значительной неоднородности поля между двумя (например, коаксиальными) электродами. Рабочее давление газа обычно составляет до 1 кПа. ВАХ этих приборов обычно имеет вид прямой, почти параллельной оси токов. Типичным представителем электронных приборов этой группы является стабилитрон коронного разряда (СГ-301 с, СГ-304 с и др.), в котором корона возникает между коаксиальными цилиндрическими электродами при сравнительно небольшой неоднородности поля. При этом происходит неполный пробой газового промежутка. При усилении тока коронного разряда область образования электронных лавин расширяется, и ток, текущий через газовый промежуток, резко изменяется даже при сравнительно слабых изменениях анодного напряжения, что соответствует упомянутой выше «горизонтальной» ВАХ. Стабилитроны коронного разряда обычно используются для стабилизации высоких напряжений (до 30 кВ) при малых токах (до 1,5 мА).

Особую группу газоразрядных электронных приборов образуют «сверхвысокочастотные» (СВЧ) приборы, действие которых основано на нелинейности характеристики газового разряда. К их числу относятся, например, антенные переключатели, применяемые в радиолокационной технике для осуществления быстрых переключений антенны от приемника к передатчику и обратно. Наиболее распространенный «ответственный»

переключатель содержит резонансные разрядники защиты приемника. Резонансные разрядники выполняются в виде «объемных резонаторов» – полостей, ограниченных проводящими поверхностями, – представляющих собой колебательную систему СВЧ с распределенными параметрами (аналог колебательного контура, см. гл. 8). Разрядный промежуток помещается в области пучности электрического поля  $E$ . При поступлении в резонатор СВЧ мощности от передатчика, в разрядных промежутках возникает высокочастотный разряд, их проводимость резко возрастает, и производится требуемое переключение. Газоразрядные эталонные источники шума широко применяются для калибровки и измерения шумов радиоприемных устройств СВЧ; они заполняются инертными газами ( $He$ ,  $Ne$ ,  $Ar$ ) под давлением до 4 кПа. В настоящее время созданы многочисленные другие газоразрядные приборы СВЧ – умножители частоты, фазовращатели, коммутаторы, аттенюаторы (ослабители) сигнала и другие, действие которых основано на взаимодействии СВЧ волны с плазмой. Например, ослабление волны СВЧ в аттенюаторе осуществляется за счет поглощения мощности в газоразрядной плазме, а сдвиг фаз в фазовращателе – за счет наличия реактивной составляющей проводимости плазмы. Ведутся разработки плазменных усилителей и генераторов, в которых электронный поток, пронизывающий газоразрядную плазму взаимодействует с СВЧ волнами в плазме, и другие приборы.

В последнее время газоразрядные электронные приборы в ряде областей техники вытесняются полупроводниковыми приборами, обладающими рядом преимуществ, эти приборы будут кратко рассмотрены ниже.

## 9.2 Основы полупроводниковой электроники

К полупроводникам относятся вещества с «промежуточными» значениями электропроводности по сравнению с металлами и диэлектриками. Полупроводники отличаются от металлов, прежде всего, двумя специфическими особенностями – «обратным» характером зависимости удельной проводимости от температуры, и гораздо более существенным влиянием примесей на величину проводимости. В то время как проводимость металлов с повышением температуры снижается, проводимость полупроводников – повышается. К высокочастотным (СВЧ) приборам, действие которых основано на нелинейности характеристики газового разряда, относятся, например, антенные переключатели, применяемые в радиолокационной технике для осуществления быстрых переключений антенны от приемника к передатчику и обратно. Наиболее распространенный «ответвительный» переключатель содержит резонансные разрядники защиты приемника. Резонансные разрядники выполняются в виде «объемных резонаторов» – полостей, ограниченных проводящими поверхностями, – представляющих собой колебательную систему СВЧ с распределенными параметрами (аналог колебательного контура, см. гл. 8). Разрядный промежуток помещается в области пучности электрического поля  $E$ . В зависимости от

назначения прибора, металлические электроды разрядников изготавливаются «сферическими», цилиндрическими или иной формы. Напряжение пробоя искрового разрядника зависит от размеров и формы электродов, расстояния между ними, давления и рода газа. При сферической форме электродов пробивное напряжение при небольших расстояниях между шарами приблизительно линейно возрастает с расстоянием; это позволяет использовать такие разрядники в качестве киловольтметров для измерения напряжений выше 500 кВ (при этом пробивное напряжение в сухом воздухе составляет примерно 30 кВ/см). В импульсных модуляторах для замыкания электрических цепей используются управляемые трехэлектродные искровые разрядники – «тригatronы». Они содержат электроды А и К и управляющий электрод П. На рабочие электроды подается напряжение, меньшее пробивного напряжения рабочего промежутка при отсутствии управляющего разряда. Пробой вспомогательного разрядного промежутка между К и П осуществляется с помощью дополнительного источника малой мощности, после этого развивается основной пробой между рабочими электродами. Наполнением тригatronа обычно служит аргон под давлением 3–4 атм (с добавкой для снижения ионитронов). Обычно они используются в схемах управления переменным током, выпрямления переменного тока, управления моментом возникновения импульсов (с силой тока до 10 кА) и т. д. В экситронах катодное пятно на поверхности ртутного катода поддерживается непрерывно с помощью вспомогательной дуги между «анодом возбуждения» и катодом. Испускание электронов с катода носит характер автоэлектронной эмиссии. Перед анодом располагается сетка для управления моментом зажигания экситрона, проводимость типичных проводников быстро возрастает с температурой. Примеси в металлах существенно влияют на их проводимость обычно лишь при очень низких температурах; добавление «микроскопических» количеств примесей (доли процента) к полупроводникам может вызвать повышение их электропроводности во много тысяч раз. Именно эти особенности, а не абсолютная величина проводимости, выделяют полупроводниковые материалы из всех других веществ. К полупроводникам из чистых элементов относятся, например, германий, кремний, углерод (в форме графита), селен, теллур, фосфор, мышьяк и другие, кроме того, полупроводниковые свойства обнаруживают многие сплавы и химические соединения как природные, так и синтетические. Именно возможность «управления» электрическими свойствами полупроводников путем добавления примесей («легирования») обусловила их широкое применение в современной технике.

Специфические физические свойства полупроводников могут быть полностью объяснены лишь на основе квантовой теории твердого тела, некоторые представления о которой уже упоминались выше. Однако наглядное пояснение природы явлений в полупроводниках может быть сделано на основе «классической» электронной теории, это обусловлено сравнительно низкими концентрациями свободных носителей заряда в полупроводниках, о чем уже

упоминалось выше, в гл. 2. Эти упрощенные наглядные представления и будут изложены ниже.

Рассмотрим вначале «чистый» полупроводник, например, кристаллический кремний. Опыт показывает, что при комнатной температуре его удельная проводимость составляет примерно  $1,6 \cdot 10^{-5}$  См/см, а при  $700^\circ\text{C}$  – около 10 См/см, т. е. возрастает почти в миллион раз. Это можно объяснить только резким увеличением концентрации «свободных» носителей заряда в веществе, которая в металлах практически не зависит от температуры. Таким образом, «собственная» проводимость чистого полупроводника достигает заметных значений благодаря «освобождению» ранее связанных носителей заряда в результате интенсификации теплового движения, которому соответствует средняя энергия порядка  $kT$ .

На основе этого экспериментального факта нетрудно качественно представить себе механизм возникновения собственной проводимости полупроводников. В нашем примере атом кремния, находясь в узле кристаллической решетки, осуществляет связь с четырьмя ближайшими соседями с помощью своих четырех внешних – «валентных» – электронов, т. к. находится в 4 группе таблицы Менделеева, и его валентность в химических соединениях равна 4. При низких температурах все эти электроны достаточно прочно удерживаются около «своих» атомов в узлах кристаллической решетки, т. е. «локализованы» на линиях валентных связей и не участвуют в переносе заряда; поэтому и электропроводность кремния в этих условиях мала.

При повышении температуры энергия тепловых колебаний атомов решетки (порядка  $kT$ ) возрастает и может стать сравнимой с энергией связи электрона со «своим» атомом. Тогда становится возможным отрыв электрона от атома и его переход в «свободное» состояние внутри кристалла. Вероятность этого события, согласно «классической» статистике Больцмана (см. т. I) пропорциональна  $\exp(-w/kT)$  и резко возрастает с повышением температуры. Ясно, что число «освободившихся» электронов также должно возрастать приблизительно по такому же закону. Зная величину  $w$  можно подсчитать, что, например, для кремния концентрация свободных электронов возрастает при повышении температуры от  $20^\circ\text{C}$  до  $700^\circ\text{C}$  примерно в 10 раз, что и приводит к увеличению электропроводности. Заметим, однако, что в чистых металлах концентрация свободных электронов составляет порядка  $10^{23}$  см $^{-3}$ , таким образом, «собственная» проводимость полупроводников и при высоких температурах все же остается низкой.

Описанный механизм называется электронной собственной проводимостью, или проводимостью « $n$ -типа». Наряду с этим существует и другой механизм проводимости, обусловленный тем, что при освобождении электрона возникает «вакантная» валентная связь – «дырка». Это создает возможность для дополнительного переноса заряда в веществе путем замещения «дырки» связанным электроном от соседней валентной связи. При таком переходе образуется дырка в другом месте, т. е. дырка является

«свободным» носителем заряда: перемещение электрона связи в дырку эквивалентно перемещению дырки в противоположном направлении, соответствующем движению положительного заряда. При наложении электрического поля свободные электроны, заряженные отрицательно, перемещаются против направления вектора  $\vec{E}$ , а дырки перемещаются по полю, аналогично свободному положительному носителю заряда. Такой механизм переноса заряда называется «дырочной» проводимостью, или проводимостью «*p*-типа». Общая собственная проводимость полупроводника  $\sigma$  складывается из 2 составляющих – *p*, и *n*. При случайной встрече свободного электрона и дырки происходит их «рекомбинация», являющаяся обратным процессом по отношению к отрыву валентного электрона от атома. При заданной температуре в кристалле устанавливается динамическое равновесие, при котором число «прямых» (отрыв) и «обратных» (рекомбинация) процессов в единицу времени одинаково. Этому состоянию соответствует равновесная концентрация свободных электронов и дырок. Эта концентрация, как уже отмечалось выше, в чистом полупроводнике обычно мала.

Рассмотрим теперь влияние примесей на проводимость полупроводников. Опыт, в частности, показывает, что при введении фосфора в количестве порядка 0,001 % в чистый кремний удельная проводимость при комнатной температуре возрастает до 1,6 См/см, т. е. почти в  $10^5$  раз. Проводимость полупроводника, возникающая в результате введения добавок («легирования»)

называется примесной.

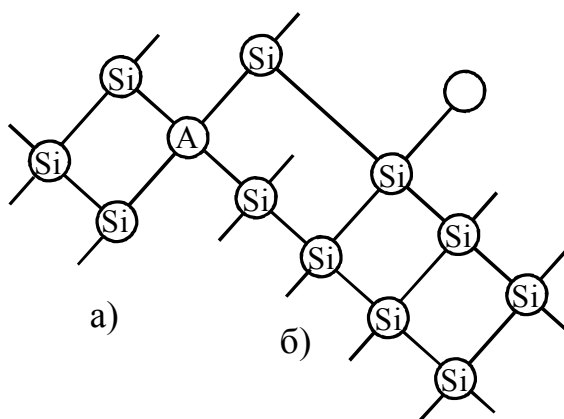


Рисунок 9.1

Для наглядного пояснения природы этого эффекта обратимся к схеме (рис. 9.1, а). Пусть в решетку кремния внедрился атом элемента пятой группы таблицы Менделеева, например, фосфора или мышьяка. Такой атом может образовать 5 валентных связей. Однако в решетке 4-валентного кремния одна из этих связей оказывается неиспользованной, и соответствующий валентный электрон оказывается «почти свободным».

Достаточно уже слабых тепловых колебаний решетки, имеющих место при комнатной температуре, чтобы этот электрон полностью оторвался от «своего» атома и принял участие в переносе заряда. Вероятность этого процесса, опять-таки, пропорциональна  $\exp(-w/kT)$ , однако теперь величина *w* будет значительно меньше, чем для электрона атома кремния, и, следовательно, вероятность отрыва электрона от атома *A3* – значительно больше. Таким образом, введение 5-валентного атома замещения в кристаллическую решетку полупроводника с 4-валентными атомами создает примесную проводимость *n*-типа, а полупроводник становится «электронным» проводником. Атом примеси играет в этом случае роль «донора» поставляя электроны полупроводнику.

Рассмотрим теперь случай замещения атома  $Si$  в решетке на атом элемента 3 группы таблицы Менделеева, (например, бора или индия). Такой атом может образовать лишь 3 валентных связи; недостающая связь может быть заполнена электроном, соседнего атома кремния, но тогда в нем образуется «дырка» – незаполненная валентная связь (рис. 9.1, б). Поочередное заполнение дырки электронами эквивалентно свободному перемещению дырки – носителя положительного заряда – в полупроводнике. Таким образом, введение трехвалентного атома примеси в полупроводник создает в нем проводимость  $p$ -типа. Полупроводник становится «дырочным» проводником, а атом примеси играет роль «акцептора» – «приемника» недостающего валентного электрона. Ясно, что введение примесей двух различных типов может обусловить «смешанный» – электронно-дырочный характер проводимости, при котором концентрации свободных электронов и дырок одинаковы. Плотный контакт двух полупроводников (рис. 9.2) не может быть создан механическим путем из-за всегда существующей шероховатости

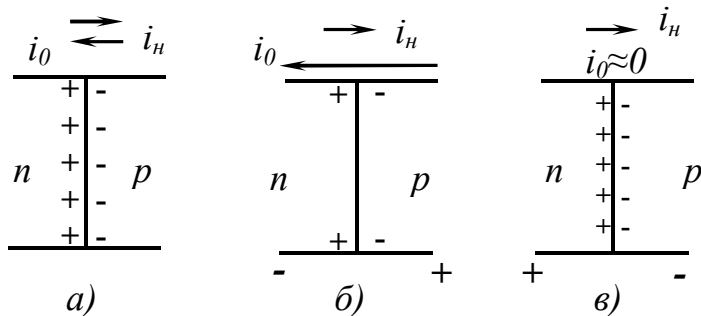


Рисунок 9.2

поверхности материала, вследствие чего контакт будет осуществляться фактически лишь в немногих точках. Поэтому с целью получения  $p$ - $n$ -контакта в небольшую пластину чистого полупроводника (например, германия или кремния) с помощью специальной технологии вводят донорные и

акцепторные примесные атомы так, что на одном конце пластинки создается избыток примеси  $n$ -типа, а на другом –  $p$ -типа. Тогда в пластинке образуется очень тонкий переходной слой, называемый «электронно-дырочным» или « $p$ - $n$ -переходом».

В отсутствие внешнего электрического поля (рис. 9.2, а) на границе полупроводников  $n$ - и  $p$ -типа основные носители заряда (электроны в  $n$ - и дырки в  $p$ - полупроводнике) будут диффундировать через границу раздела, создавая ток основных носителей  $i_0$  в указанном направлении. В результате со стороны  $n$ -области появляется избыточный положительный, а со стороны  $p$ -области – отрицательный заряд, т. е. возникает двойной электрический слой, подобный плоскому конденсатору. Поле этого конденсатора способствует движению неосновных носителей, создающих ток  $i_n$  в противоположном направлении. Сила этого тока мало зависит от величины «контактного» поля и определяется главным образом количеством неосновных носителей, образующихся в зоне контакта в единицу времени. В состоянии равновесия полный ток через контакт равен нулю ( $i_n = i_0$ ).

Приложим теперь к  $p$ - $n$ -переходу внешнее поле так, как показано на рисунке 9.2, б: на  $n$ -области создан отрицательный, а на  $p$ -области –

положительный потенциал. Это поле направлено навстречу полю в двойном электрическом слое, и, следовательно, последнее будет ослаблено, что приведет к увеличению силы тока основных носителей  $i_0$ ; ток неосновных носителей изменится незначительно. Таким образом, в этом случае через переход будет течь значительный ток;  $p$ - $n$ -переход имеет малое сопротивление в этом, так называемом «проходном» направлении.

Если приложить внешнее напряжение так, что на  $p$ -области будет отрицательный, а на  $n$ -области – положительный потенциал, то поле в двойном электрическом слое, препятствующее току основных носителей  $i_0$  возрастает, и величина  $i_0$  уже при сравнительно невысоком напряжении (порядка 1В) будет практически равна нулю (рис. 9.2, в). При этом через переход будет течь лишь ток неосновных носителей, сила которого обычно невелика. В этом, так называемом «запорном» направлении  $p$ - $n$ -переход имеет большое сопротивление электрическому току. Таким образом,  $p$ - $n$ -переход обладает «выпрямляющим действием» и «односторонней» проводимостью.

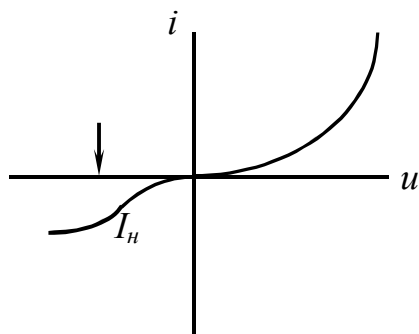


Рисунок 9.3

Количественно этот эффект можно описать «вольтамперной характеристикой» перехода, схематически показанной на рисунке 9.3.

В проходном направлении сила тока быстро возрастает с приложенным напряжением; в запирающем направлении сила тока мала и практически не зависит от напряжения. ВАХ  $p$ - $n$ -перехода носит, таким образом, резко выраженный нелинейный характер. При включении такого контакта в цепь переменного тока он будет действовать аналогично

выпрямительной электронной лампе – вакуумному диоду. Отметим, что при достаточно большом напряжении, приложенном в запирающем направлении, возможен пробой перехода, сопровождающийся разогреванием контакта и резким увеличением «обратного» тока; поэтому полупроводниковые диоды могут использоваться лишь при определенных рабочих напряжениях, превышение которых недопустимо. В этом отношении полупроводниковые приборы являются более «чувствительными», чем обычные вакуумные электронные лампы. Некоторые примеры полупроводниковых выпрямителей будут рассмотрены ниже.

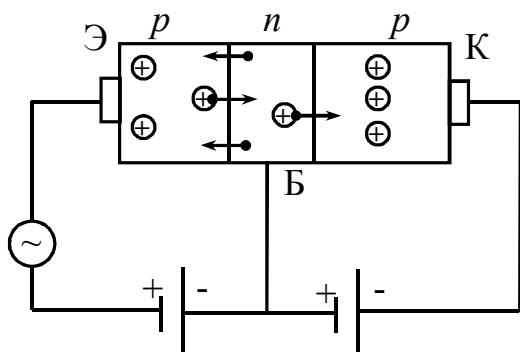


Рисунок 9.4

Свойства  $p$ - $n$ -перехода могут использоваться также для усиления электрических сигналов. Для этого необходимо создать не один, а два и более  $p$ - $n$ -переходов в полупроводнике; полупроводниковый прибор с двумя  $p$ - $n$ -переходами называется «транзистором» и по своему действию аналогичен вакуумной электронной лампе – триоду.

Рассмотрим схематически действие полупроводникового триода типа  $p-n-p$  (действие прибора типа  $n-p-n$  аналогично). Он представляет собой пластинку кристаллического германия и кремния, в которой с помощью упомянутой выше специальной технологии созданы три области с различными типами проводимости, между которыми существуют два  $p-n$ -перехода (рис. 9.4). С помощью трех металлических контактов прибор включен в схему, также показанную на рисунке 9.4. Электрод, находящийся со стороны левой  $p$ -области, называется «эмиттером» (левый  $p-n$ -переход работает в проходном направлении как выпрямитель), а со стороны правой  $p$ -области – «коллектором» (правый  $p-n$ -переход включен в запиорном направлении). Средняя –  $n$ -область – включается через электрод, называемый «базой» (или «основанием»); толщина этой области обычно не превышает нескольких микронетров.

Внутри области эмиттера ( $p$ -типа) основными носителями тока являются дырки, которые поступают в область базы; в этой области они являются неосновными носителями и движутся в направлении коллектора. На своем пути дырки рекомбинируют с электронами, и их концентрация уменьшается со временем по экспоненциальному закону  $n = n_0 \exp(-t/\tau)$ , где характерное время  $\tau$  называется «временем жизни» неосновных носителей заряда и зависит от природы и состояния вещества. За «время жизни»  $\tau$  инжектированные носители успевают диффундировать на некоторое расстояние  $L_D$ , которое называется «длиной диффузионного смещения». В чистом  $Ge$  порядок величины  $\tau$  – 1 мкс,  $L_D$  – 1 мкм; при наличии примесей они уменьшаются. Если толщина «базовой» области меньше  $L_D$  (что и имеет место на практике), то значительная часть инжектированных дырок достигает области коллектора, на котором они являются основными носителями. Под действием отрицательного потенциала коллектора дырки ускоряются в этой цепи и вносят вклад в ток коллектора. Изменение тока в цепи эмиттера, в которую включен источник усиливаемого сигнала, вызывает изменение числа инжектированных в область базы дырок и тем самым изменение тока в цепи коллектора. Если между эмиттером и базой приложить переменное напряжение, то в цепи коллектора на нагрузочном сопротивлении возникает усиленное переменное напряжение. Коэффициент усиления по напряжению (или по мощности), достигаемый с помощью современных полупроводников триодов, превышает  $10^3$ . Отсюда видно, что действие такого триода («транзистора») аналогично действию лампового триода. Однако полупроводниковые приборы обладают рядом преимуществ по сравнению с электровакуумными: в них отсутствует накаливаемый катод и потому меньше потребляемая мощность, нет необходимости в создании вакуума, что повышает их надежность в работе, больше механическая прочность (отсутствие стеклянных колб) и меньше габариты. Наряду с этим приборы обладают и определенными недостатками; некоторые из них будут указаны ниже. Поэтому работа по дальнейшему совершенствованию полупроводниковых приборов ведется широким фронтом во многих странах.



Особую группу образуют полупроводниковые приборы, действие которых основано на явлении фотопроводимости (или «внутреннего фотоэффекта»). Явление «внешнего» фотоэффекта детально рассматривается во многих курсах общей физики, оно заключается в том, что электромагнитное излучение (например, в области ультрафиолета) может проникать в металлы на значительную глубину и вызывать выход свободных электронов из металла. На этом основано действие многих, упомянутых выше, фотоэлектронных приборов. В чистом полупроводнике концентрация свободных электронов обычно мала. Однако в результате взаимодействия с проникающим в полупроводник электромагнитным (световым) излучением электроны могут получить энергию, достаточную для отрыва от «своих» атомов и перехода в «свободное» состояние, в котором они могут участвовать в переносе заряда. При этом проводимость полупроводника резко возрастает, это явление и называется фотопроводимостью. Некоторые полупроводниковые приборы, действующие на этом принципе, будут описаны ниже. Электроны, созданные «примесной» проводимостью при низких температурах, существенно преобладают над «собственными» электронами и дырками, которые всегда имеются в незначительном количестве в полупроводнике. При очень высоких температурах ситуация может стать обратной.

Носители заряда, концентрация которого велика по сравнению с концентрацией других носителей, называются «основными» (соответственно носители заряда противоположного знака – «неосновными»). Очевидно, что электроны в полупроводниках  $n$ -типа являются основными, а дырки – неосновными носителями заряда; в полупроводниках  $p$ -типа ситуация обратная. Например, кремний с примесью мышьяка при низких температурах имеет в основном примесную проводимость  $n$ -типа, и электроны являются в нем основными, а дырки – неосновными носителями. При очень высоких температурах преобладает собственная проводимость «смешанного типа», поскольку концентрации электронов и дырок становятся одного порядка.

Рассмотрим теперь явления в контакте двух полупроводников. Контактные явления на границе двух металлов были подробно исследованы выше, в гл. 3; было установлено, что в результате случайных переходов электронов из одного металла в другой, с иными электрическими свойствами, на границе раздела возникает контактная разность потенциалов и двойной электронный слой. Аналогичные явления имеют место в контакте двух полупроводников с одинаковым типом проводимости – электронным или дырочным; различие будет лишь количественным. Качественно иные явления возникают на границе раздела проводников различных типов –  $n$ - $p$  или  $p$ - $n$ ; рассмотрим их несколько подробнее.

### 9.3 Полупроводниковые приборы

Изложенные выше принципы оказались чрезвычайно плодотворными для применения в области электроники. За последние десятилетия

полупроводниковая электроника стала чрезвычайно развитой и обширной областью науки и техники и во многих существенно потеснила традиционную «ламповую» электронику. Мы можем кратко рассмотреть лишь немногие типичные примеры из огромного числа существующих полупроводниковых приборов и устройств; более подробно они описаны в весьма обширной специальной литературе.

Полупроводниковые приборы могут быть условно разделены на несколько больших групп. К одной из них относятся «преобразовательные» приборы, которые осуществляют преобразование одних электрических величин в другие, например, такие широко распространенные приборы, как полупроводниковый диод, транзистор и др. Принцип действия полупроводниковых диодов – особые свойства *p-n*-перехода на границе раздела полупроводников с различными типами примесной проводимости был пояснен выше. Резкая несимметричность ВАХ *p-n*-перехода лежит в основе действия выпрямительных (или «силовых») диодов. Такие диоды используются как в слаботочных («универсальные» диоды на выпрямленные токи до 0,1 А), так и в сильноточных (до 300 А) электрических цепях. При этом напряжение не должно превышать допустимой «обратной» величины – от 20–30 В до 1–2 кВ для различных диодов. Превышение допустимого обратного напряжения приводит к возрастанию тока в запиорном направлении и выходу диода из строя. Для повышения рабочего напряжения выпрямителей до нескольких кВ используют последовательные соединения одинаковых полупроводниковых диодов – «выпрямительные столбики». В частности, селеновые выпрямители, набираемые из большого количества выпрямительных «шайб», уже давно получили широкое распространение в технике и особенно в лабораторной практике. Некоторым недостатком этих приборов является инерционность действия, обусловленная сравнительно большим «временем жизни» инжектированных дырок (см. выше) – до  $10^{-4}$  с; это ограничивает диапазон рабочих частот полупроводниковых выпрямителей – примерно до 2 кГц.

При больших «пробивных» напряжениях пробой диода обычно носит необратимый («тепловой») характер; при низких напряжениях пробой развивается иначе и носит обратимый («лавинный») характер – наблюдается резкое нарастание тока в обратном направлении при почти неизменном «обратном» напряжении. Это явление лежит в основе действия полупроводникового стабилитрона. Выпускаются кремниевые стабилитроны на номинальные напряжения стабилизации от 3 до 180 В. Стабилитроны «общего назначения» используют в различных стабилизаторах и ограничителях постоянного импульсного напряжения. В качестве источника эталонных (опорных) напряжений (например, в потенциометрических устройствах) применяют «прецизионные» стабилитроны, обладающие высокой температурной стабильностью рабочего напряжения – до  $5 \cdot 10^{-6}$  К.

При «обратных» напряжениях, близких к пробивному, обратный ток диода испытывает резкие беспорядочные колебания – «флуктуации»; это свойство можно использовать для создания «генераторов шума». С другой

стороны, при развитии лавинного пробоя между током и напряжением на диоде возникает сдвиг по фазе, и при соответствующей схеме включения в цепи диода могут возникнуть сверхвысокочастотные колебания. На этом основано действие так называемых «лавинно-пролетных» полупроводниковых диодов, применяемых для генерирования колебаний в диапазоне частот от 1 до 300 ГГц. Мощность колебаний достигает 1 Вт при КПД прибора около 10 %. Сравнительно недавно был обнаружен особый режим работы таких диодов, при котором генерируются колебания двух частот – основной частоты  $f_0$ , и ее субгармоники  $f_0/n$  ( $n > 3$ ), при этом КПД возрастает до 60 %, а мощность в субгармониках достигает сотен Вт.

В области СВЧ для целей детектирования и преобразования электрических сигналов используются смесительные полупроводниковые диоды и так называемые «видеодетекторы», в которых  $p$ - $n$ -переход образуется под точечным контактом; при этом паразитные емкости и индуктивности прибора очень малы.

В области, достаточно далекой от пробоя, диод, представляет собой конденсатор высокой добротности, у которого «барьерная емкость»  $p$ - $n$ -перехода зависит от величины обратного напряжения. На этом основано действие разнообразных приборов для СВЧ-области – «варакторов» и «умножительных диодов», служащих для умножения частоты колебаний, «параметрических» полупроводниковых диодов, служащих для усиления СВЧ-колебаний (эти диоды включаются в колебательный контур параметрического усилителя в качестве элемента с переменной емкостью, причем постоянная времени этого элемента составляет 0,1–2 пс при рабочей емкости (0,01–2 пФ), «вариконов», предназначенных для перестройки колебательных контуров (они обычно изготавливаются из  $Si$ ,  $Ge$  или  $GaAs$  и при изменении обратного напряжения на несколько десятков В дают изменение емкости от единиц до сотен пФ), и ряда других. Высокая добротность таких конденсаторов обусловлена малой величиной активного сопротивления («базы» диода).

В некоторых, очень низкоомных полупроводниках  $p$ - $n$ -переход является очень тонким (порядка  $10^{-2}$  мкм), и становится весьма вероятным квантово-

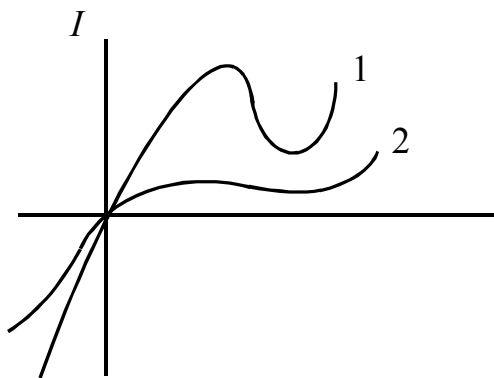


Рисунок 9.5

через потенциальный барьер на  $p$ - $n$ -переходе (см. выше). При этом ВАХ  $p$ - $n$ -перехода становится резко отличной от показанной выше в п. 9.2, и принимает вид схематически показанный на рисунке 9.5 для так называемых «туннельного» (1) и «обращенного» (2) полупроводниковых диодов. Для нее характерна высокая проводимость при нулевом напряжении и участок «отрицательной» проводимости. Туннельный диод применяется в

сверхбыстродействующих импульсных устройствах (например, мультивибраторах, триггерах и т. п.), в усилителях и генераторах сверхвысокочастотных колебаний обращенный диод используется, главным образом, в качестве детектора слабых сигналов и смесителя СВЧ колебаний. К полупроводниковым диодам относят также «динисторы» – приборы с двумя выводами, имеющие неуправляемую *p-n-p*-структуру (см. ниже), а также «полупроводниковые лазеры», в которых генерация каким-либо способом электронно-дырочных пар вызывает генерацию когерентной люминесценции – излучения света в результате «рекомбинации» электронов и дырок. Родственным прибором, в котором наблюдается некогерентная люминесценция рекомбинационного происхождения, является так называемый «светоизлучающий» полупроводниковый диод. Изложение механизма действия этих приборов выходит далеко за рамки данной книги и содержится в специальной литературе. Эти приборы находят применение в особой области электроники «оптоэлектронике», о которой будет несколько подробнее сказано ниже.

Таким образом, понятие «полупроводниковый диод» отнюдь не означает только «выпрямитель», а объединяет множество приборов разного назначения. Достоинствами этих приборов являются, прежде всего, повышенная надежность и долговечность, поскольку в них отсутствуют стеклянные части, вакуум, накаливаемая нить и т. п. элементы, легко подверженные разрушению. В связи с этим полупроводниковые диоды обладают также меньшими габаритами и стоимостью и постепенно вытесняют своих «вакуумных» конкурентов во многих областях техники. Дальнейший прогресс электроники идет в направлении использования диодов в качестве составных структур в монолитных «интегральных схемах», которые обладают многими существенными техническими преимуществами (см. ниже).

Полупроводниковый диод обычно изготавливается из кремния, иногда также из германия, арсенида галлия или фосфида галлия. В качестве материалов для контактов используют медь, алюминий, никель и другие металлы. Кристалл обычно помещается в металлокерамический, пластмассовый или металлостеклянный корпус, на который наносится маркировка приборов. Для полупроводниковых диодов используется шестизначный шифр; в нем первая буква указывает род полупроводника, вторая – тип прибора, три цифры – порядковый номер типа прибора, последняя буква – группу прибора. Например: ГД402А – германиевый универсальный диод, КС196Б – кремниевый стабилитрон и т. д. Следующим весьма распространенным прибором из рассматриваемой группы «электрических преобразователей» является транзистор («полупроводниковый триод»). Существует значительное количество разновидностей этого прибора, являющегося основным элементом современных микроэлектронных устройств, которые можно отнести к двум крупным классам – «униполярных» и «биполярных» транзисторов.

В «униполярных» или «полевых» транзисторах рабочий ток через полупроводниковый кристалл обусловлен движением носителей заряда одного знака – электронов или дырок. Ток изменяется под действием электрического поля, создаваемого входным сигналом на управляющем электроде и направленного перпендикулярно току. Управляющим электродом обычно служит полупроводниковый или металлический электрод, который образует с полупроводником «канальную» область прохождения рабочего тока – *p-n*-переход. На этот электрод (иначе называемый «затвором») подается напряжение, вызывающее уменьшение протекающего через прибор тока. Уменьшение обусловлено тем, что зона, обедненная носителями заряда, распространяется по сечению «канальной» области, и проводящее сечение канала уменьшается. При некотором «напряжении отсечки» на затворе ток через прибор прекращается. Таким образом, действие полевого транзистора вполне аналогично действию электронных ламп – триодов; они имеют аналогичные рабочие характеристики – напряжение отсечки от 0,5 до 20 В, входное сопротивление постоянному току  $10 \cdot 10^6$  Ом и т. д. Применение полевых транзисторов также аналогично ламповым триодам – они используются, главным образом, в усилителях электрических сигналов по мощности и напряжению в весьма широком диапазоне частот (максимальная частота усиления по мощности полевых транзисторов на арсениде – примерно 40 ГГц). Эти приборы отличаются сравнительной простотой изготовления и большой надежностью в работе и могут использоваться в больших интегральных схемах различных устройств вычислительной техники.

В «биполярных» транзисторах рабочий ток через полупроводниковый кристалл обусловлен движением носителей заряда обоих знаков – электронов и дырок. Принцип действия таких транзисторов (*p-n-p* или *n-p-n* типа) был разъяснен выше, в п. 9.2. Изменение напряжения на переходе эмиттер-база  $\Delta U_{\text{эб}}$  вызывает изменение тока через этот переход  $i_{\text{э}}$  (и тока через переход база-коллектор  $i_{\text{к}}$ , причем, обычно  $i_{\text{к}} \approx i_{\text{э}}$ ,  $\Delta i_{\text{к}} \approx \Delta i_{\text{э}}$  (величина  $\Delta i_{\text{к}} \approx \Delta i_{\text{э}}$  называется коэффициентом передачи тока; она зависит от толщины базы и физических свойств полупроводника и обычно близка к 1). Сопротивление перехода база-коллектор велико, поэтому и сопротивление нагрузки в цепи коллектора  $R_{\text{н}}$  может быть выбрано большим; тогда изменение падения напряжения на нем  $\Delta U_{\text{н}} = R_{\text{н}} \Delta i_{\text{к}}$  может стать значительно больше  $\Delta U_{\text{эб}}$ , что и обеспечивает больший коэффициент усиления по напряжению и, следовательно, по мощности. В так называемых «симметричных» транзисторах эмиттер может выполнять функции коллектора, а коллектор – эмиттера, для чего достаточно изменить полярность соответствующих напряжений. Биполярные транзисторы могут работать при звуковых и ультразвуковых (низкочастотные, с частотой до 3 МГц), высоких – до 300 МГц (высокочастотные) и сверхвысоких – свыше 300 МГц (сверхвысокочастотные транзисторы). По электрическим характеристикам и областям применения различают также маломощные малошумящие (используемые во входных цепях радиоэлектронных усилителей), импульсные

(в различных импульсных системах), мощные генераторные (для применения в радиопередатчиках), ключевые (в системах автоматического регулирования для цепей коммутации) и другие полупроводниковые триоды (транзисторы). Применение транзисторов в упоминавшихся выше интегральных схемах знаменует дальнейший шаг на пути «миниатюризации» электронной аппаратуры. Аппаратура второго поколения – на отдельных, «дискретных» транзисторах – обладает в сотни раз меньшими габаритами и значительно меньшим потреблением мощности по сравнению с аппаратурой первого

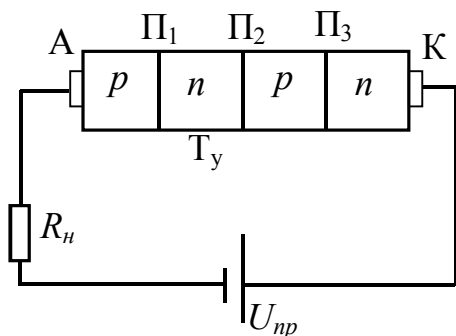


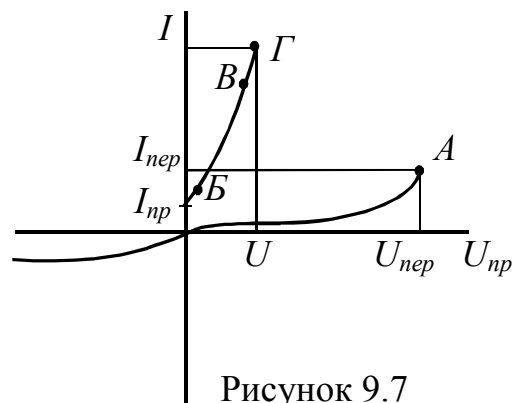
Рисунок 9.6

поколения – на электронных лампах. В основе электронной аппаратуры третьего поколения лежит использование «интегральных схем». С помощью оптимальной технологии можно на одном кристалле полупроводника площадью до 35 мм создать электронные схемы, содержащие несколько десятков тысяч транзисторов. Сущность создания таких схем заключается в перестройке самой кристаллической решётки полупроводника таким образом, что отдельные области кристалла становятся элементами

сложной схемы. Маленькая кристаллическая пластинка с размерами 1 мм превращается в электронный прибор, эквивалентный «обычному» блоку из 100 и более деталей), и выполняющий заданные функции усиления, генерирования сигналов и т. д. Технология такой обработки кристаллов с целью создания электронных устройств обладает многими специфическими особенностями и образует особую область техники – «микроэлектронику». Типичным примером «микроэлектронной» аппаратуры являются уже прочно вошедшие в быт наручные электронные часы, содержащие до 1500 транзисторов, карманные электронные вычислительные устройства – «микрокалькуляторы», а также радиоприемники на полупроводниковых схемах, часто именуемые в быту также «транзисторами». Разумеется, наряду с этим не потеряло своего значения и использование отдельных, дискретных транзисторов в различных электронных устройствах для применения в промышленности, сельском хозяйстве, медицине, научных исследованиях и т. д. К рассматриваемой группе полупроводниковых приборов относятся также «тиристоры», имеющие четырехслойную структуру ( $p-n-p-n$  и линейную развернутую ВАХ). На силовые электроды – анод (А) и катод (К) – подается напряжение «прямой» полярности  $U_{пр}$ , как показано на рисунок 9.6. От одного из промежуточных слоев делается вывод электрода управления (У). При повышении напряжения  $U_{пр}$ , ток в прямом направлении вначале растет медленно – кривая 0А, т. е. проводимость тиристора остается низкой из-за большого сопротивления перехода  $П2$  (сопротивление переходов  $П1$  и  $П3$  малы) – тиристор «заперт». При возрастании  $U_{пр}$  усиливается процесс инжекции неосновных носителей в переход  $П2$ ; при некотором «напряжении переключения»  $U_{пер}$  этот процесс приобретает «лавинный» характер и проводимость тиристора резко

возрастает – тиристор «отпирается». Тогда в нем устанавливается ток, определяемый параметрами цепи, в которую включен тиристор (напряжением и нагрузочным сопротивлением), и ему соответствует некоторая точка В на изолированной ветке вольтамперной характеристики БВГ. Такое «отпирание» тиристора напряжением на А-К применяется в так называемых «неуправляемых» тиристорах или «динисторах» (управляющий электрод не задействован, и прибор имеет только вывод, которые, как уже упоминалось выше, по существу относятся к категории полупроводниковых диодов). Однако тиристоры отпирают подачей в цепь управляющего электрода импульса тока определенной величины и длительности, причем между А-К создается некоторая положительная разность потенциалов. В этом случае прибор называют «управляемым вентилем» или «собственно» тиристором. «Запирание» тиристора может быть осуществлено снижением силы тока до значения  $I_{уд}$  ( $I_{уд}$  называется «удерживающим током») на рисунке 9.7 или же изменением полярности напряжения на его силовых электродах А-К. Закономерности явлений отпирания и запирания тиристора могут быть объяснены на основе представления о нем, как о комбинации двух тиристоров, включенных навстречу друг другу. При этом крайние области кристалла являются эмиттерами ( $p$  – «анодным»,  $n$  – «катодным» эмиттером), а средние – коллектором одного и базой другого транзистора. Ток во внешней цепи  $i$  тиристора является током первого эмиттера  $i_{э1}$ , током второго эмиттера  $i_{э2}$ , в то же время складывается из двух коллекторных токов  $i_{к1}$  и  $i_{к2}$ , которые равны, соответственно,  $\alpha_1 i_{э1} = i_1$ ,  $\alpha_2 i_{э2} = i_2$  (где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты передачи тока для двух «составляющих» транзисторов), и обратного тока  $i_{к0}$ , так, что  $i = \alpha_1 i_{к0} + \alpha_2 i_{к0}$ , откуда  $i = i_{к0} / 1 - (\alpha_1 + \alpha_2)$ .

С ростом тока величины  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  возрастают, и при приближении их суммы к 1 ток скачком возрастает до значения, которое ограничивается сопротивлением внешней цепи. Предельно допустимое значение прямого тока  $I$  через тиристор соответствует некоторому небольшому остаточному напряжению  $U_{ост}$  на приборе – точка Г на рисунке 9.7. При подаче на тиристор обратного напряжения ВАХ



выглядит так, как для полупроводникового диода. В современной технике тиристоры применяются в качестве электрических вентилях (коммутационных элементов) в разнообразных устройствах для преобразования электрической энергии, исполнительных и усилительных элементов в системах электрического управления и регулирования, ключей и элементов памяти в различных электронных устройствах и т. д. Типичным примером применения тиристоров является тиристорный электропривод переменного или постоянного тока, в котором режим работы исполнительного механизма (двигателя)

регулируется тиристорным преобразователем. Детальнее можно отметить, что полупроводниковые приборы рассмотренной группы – преобразователи электрических величин – наиболее многочисленны по типам и техническим применениям и могут работать в огромном диапазоне частот – от долей Гц до 100 ГГц и выше, при мощностях от  $10^{-12}$  до нескольких сотен Вт; допустимые напряжения составляют от долей В до нескольких кВ, а рабочие токи – от нескольких нА до нескольких кА. Обычно эти приборы изготавливаются на базе германия или кремния в весьма разнообразных конструктивных вариантах.

Следующую обширную группу образуют «термоэлектрические» приборы, предназначенные для преобразования тепловой энергии в электрическую и наоборот. Физические принципы действия этих приборов были уже в основном рассмотрены в предыдущих главах, поэтому мы остановимся лишь на типичных примерах их применения в технике. Полупроводниковые термоэлементы, в основе которых лежит эффект Зеебека используются для измерения температуры или же других физических величин, измерение которых сводится к измерению температуры – например, давления или скорости потока газа, влажности и т. д. Измерительные термоэлементы часто называются «термопарами». В сочетании с магнитоэлектрическим измерительным прибором термопара образует так называемый термоэлектрический измерительный прибор: измеряемый постоянный или переменный ток проходит по нагревательному элементу, который передает тепло спаю термопары, и возникающая термоэдс измеряется магнитоэлектрическим прибором. Такие измерители применяются преимущественно для цепей переменного тока с частотой до сотен МГц и силой тока от мкА до десятков А и обеспечивают точность 1–5 %. Термопары являются основной составной частью термоэлектрических генераторов (ТЭГ), предназначенных для прямого преобразования тепловой энергии, освобождаемой в результате сжигания топлива, радиоактивного распада или под действием солнечной радиации, в электрическую энергию. ТЭГ состоит из батареи полупроводниковых термоэлементов и теплообменников горячего и холодного спаев термобатарей. В зависимости от источника тепла различают газовые, изотопные, солнечные и другие ТЭГ; они работают в широком диапазоне температур, примерно до 1000 °С. Мощность лучших образцов ТЭГ составляет несколько сотен кВт при КПД около 15 %. Полупроводниковые ТЭГ отличаются простотой конструкции и обслуживания, надежностью в работе (отсутствуют движущиеся части, как, например, в традиционных генераторах). Ввиду сравнительно высокой стоимости и пока еще низкого КПД ТЭГ пока имеют ограниченное применение; они используются, главным образом, в удаленных и труднодоступных местах для электроснабжения маяков, метеостанций, активных ретрансляторов, космических летательных аппаратов и т. д. Для питания автономных потребителей сравнительно небольшой мощности – сотни Вт, особенно в космосе, – выгодно использовать солнечный термоэлектрогенератор. Он состоит из системы концентрации солнечной радиации полупроводникового ТЭГ и системы слежения за видимым



движением Солнца. КПД такого генератора сильно зависит от выбора полупроводниковых материалов и способа концентрации солнечной энергии на спаях термопар, поэтому были разработаны эффективные методы усиления концентрации, в частности применение селективно поглощающих покрытий.

Если термоэлемент включен в цепь постоянного тока, то в нем наблюдается эффект Пельтье – между спаями возникает разность температур. На этом основано действие термоэлектрических холодильников, кондиционеров и термостатов, которые уже нашли применение в электротехнике, радиоэлектронике, медицине и в быту. При дальнейшем повышении КПД область их применения будет расширяться.

Согласно изложенному в п. 9.2, сопротивление многих полупроводников резко изменяется с температурой. На этом основано применение одного из простейших полупроводниковых приборов – терморезистора или «термистора». Изготавливаются термисторы как с отрицательным (ОТ), так и с положительным (ПТ) температурным коэффициентом сопротивления; при этом для ОТ используются смеси окислов переходных металлов (*Mn*, *Cu*, *Ni*, *Co*), легированные германий и кремний, карбид кремния, синтетические алмазы и др. Термисторы этого типа могут применяться как при высоких (до 1300 К), так и при низких (4,2–77 К) температурах. Приборы ПТ изготавливаются из твердых растворов на основе титаната бария, легированных лантаном, висмутом и т. д. (они часто называются «позисторами»). Их особенностью является резкое возрастание сопротивления с температурой вблизи точки перехода в сегнетоэлектрическое состояние (см. гл. 1) – примерно на 50 % К в узком интервале около 5 К. Термисторы изготавливают в форме стержней, трубок, шайб и в других формах, с размерами от мкм до нескольких см. Они используются в системах дистанционного и централизованного измерения и регулирования температуры, теплового контроля и противопожарной сигнализации, измерения вакуума и скорости движения жидкостей и газов и т. д. Если термистор обладает высокой чувствительностью к изменению температуры (окись марганца, никеля, кобальта и др.), то он может использоваться как «болометр» для измерения энергии светового излучения по его тепловому действию (обычно в ИК области).

Еще одну большую группу образуют полупроводниковые приборы, в которых осуществляется преобразование световой энергии в электрическую или наоборот (это «обратное» преобразование происходит, например, в светоизлучающих диодах и полупроводниковых лазерах, уже упоминавшихся выше). В основе этого преобразования лежит упоминавшееся выше явление «внутреннего фотоэффекта» в проводниках; например, в полупроводниковом приборе – «фотоэлементе» – с *p-n*-переходом под действием светового облучения в *n*-области накапливаются свободные электроны, в *p*-области – дырки. При этом в полупроводнике возникает «фотоэлектродвижущая сила», и при замыкании внешней цепи фотоэлемента через нагрузку протекает электрический ток. Фотоэлементы весьма широко используются в различных

областях техники – в автоматике и телемеханике, фотометрии, измерительной технике, метрологии, при проведении различных оптических, астрофизических и космических исследований, в системах электроснабжения радиостанции и космических летательных аппаратов и т. д. Обычно полупроводниковые фотоэлементы используются в качестве «приемников излучения (света)». В этом случае фотоэлемент часто отождествляют с «фотодиодом», т. е. полупроводниковым диодом с односторонней «фотопроводимостью», возникающей под действием светового облучения. Фотодиод может работать в «фотодиодном» режиме, когда на *p-n*-переходе создано напряжение смещения от внешнего источника; в этом режиме он работает как фоторезистор, т. е. элемент цепи, сопротивление которого резко изменяется под действием облучения. Такие приборы используются в различных устройствах автоматики, измерительной и вычислительной техники, для управления силой тока в электрических цепях. Если источник постоянной ЭДС в цепи фотодиода отсутствует, то он работает в «вентильном» режиме и является генератором фотоЭДС, как и обычный фотоэлемент.

Полупроводниковые фотоэлементы часто используют также для целей преобразования оптической энергии в электрическую. Для этой цели служит «фотоэлектрические генераторы» (ФЭГ), использующие в качестве источника Солнца нагретые тела или лазеры (в широком спектральном диапазоне). ФЭГ обычно выполняется в виде плоской панели, собранной из отдельных фотоэлементов с толщиной кристаллов не более 0,3 мм. У лучших образцов ФЭГ КПД достигает 18 %, причем они могут работать при очень высоких плотностях падающего излучения – несколько кВт/см. Соединяя отдельные фотоэлементы генератора последовательно или параллельно, можно получить высоковольтный (несколько кВ) слаботочный или же низковольтный сильноточный (сотни А) ФЭГ. Эти генераторы отличаются малыми габаритами, надежностью и простотой конструкции, а также практически неограниченным сроком службы без каких-либо вредных выделений в окружающую среду. Поэтому ФЭГ широко используются в качестве автономных (бортовых) источников питания космических летательных аппаратов, маяках и радиостанциях. При этом источником света наиболее часто является Солнце; в этом случае ФЭГ называется «солнечной батареей». Для их изготовления обычно используют кремний и *GaAs*, что позволяет достигнуть КПД, равного 15 и 18 %, соответственно. Количество фотоэлементов («солнечных элементов») в батарее достигает нескольких сотен тысяч, при площади панели в несколько десятков м<sup>2</sup>; при этом батарея генерирует мощность несколько десятков кВт (в космических условиях) при напряжениях десятки В и токах до сотен А. В космонавтике солнечные батареи являются основным типом источников автономного электроснабжения и обеспечивают энергией аппаратуру спутников и системы жизнеобеспечения космических кораблей и орбитальных станций, а также заряжают аккумуляторы, используемые на теневых участках орбиты. Однако солнечные батареи успешно используют и в земных условиях, в частности, для энергоснабжения маяков и навигационных

указателей, переносной радиоаппаратуры, катодной антикоррозионной защиты нефти и газопроводов и т. д. Разработаны проекты создания солнечных электростанций большой мощности на основе солнечных ФЭГ с использованием специальных концентраторов солнечного излучения.

Помимо фотодиодов, существуют также «фототранзисторы» и «фототиристоры», которые отличаются от рассмотренных выше приборов механизмом инжекции носителей заряда (внутренний фотоэффект). Фототранзисторы служат для преобразования световой энергии в электрическую с одновременным усилением электрических сигналов. Они изготавливаются в виде пластин из *Ge* с 3 областями – эмиттером, коллектором и базой, которая, однако, в отличие от транзистора, отдельного вывода не имеет. Полупроводник помещается в защитный кожух с окном. Прибор включается в цепь аналогично биполярному транзистору (с нулевым током базы), а облучению подвергается база (или коллектор).

Под действием света в базовой области накапливаются свободные носители заряда, что приводит к усилению тока через прибор по сравнению с током, который обусловлен только явлением фотопроводимости в полупроводнике. Фототранзисторы обладают высокой надежностью, высокой интегральной чувствительностью по световому потоку (до 10 А/мм), малой постоянной времени (порядка 0,1 мс) и коэффициентом усиления по току до 10, а также малыми габаритами и простотой конструкции. Поэтому они широко применяются в системах автоматики и контроля; разработаны также «полевые» фототранзисторы (аналогично описанным выше полевым транзисторам).

Фототиристор представляет собой полупроводниковый (обычно кремниевый) монокристалл с четырехслойной *p-n-p-n* структурой, расположенный на медном основании и закрытый кожухом с окном для прохождения света (обычно освещается *n*-эмиттер или *p*-база). В отличие от этого тиристора, переход в хорошо проводящее состояние («отпирание» тиристора) происходит под действием света в результате внутреннего фотоэффекта. Управление фототиристором может осуществляться с помощью ламп накаливания, газоразрядных ламп, оптических квантовых генераторов и т. д. Напряжение на современных фототиристорах составляет до 3 кВ, при токах до 500 А; мощность светового управления не превышает 0,1 Вт. Эти полупроводниковые приборы используются в различных устройствах автоматического управления и защиты, а также в мощных высоковольтных преобразовательных устройствах. Описанные полупроводниковые преобразователи световой энергии в электрическую нашли применение в так называемых «оптронах» – приборах, в которых совмещены излучатель и приемник излучения, связанные «оптической» связью и находящиеся в общем корпусе.

Оптрон представляет собой основной структурный элемент «оптроники» – системы преобразования сигналов, сущность которой состоит в замене части электрических связей оптическими с частотой  $10^{13}$ – $10^{15}$  Гц. Оптическая связь обладает рядом естественных преимуществ, обусловленных

высокой частотой оптического излучения и нейтральностью «частиц», осуществляющих связь фотонов.

К ним относятся отсутствие создаваемых помех в линиях связи, минимальный уровень искажения информации, высокое быстродействие, большой объем передаваемой информации, возможность «микроминиатюризации» передающих и приемных устройств (длина световой волны  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  см определяет минимальные поперечные размеры луча). Оптроника начала интенсивно развиваться лишь с середины 60-х г. г. XX столетия, однако, её достижения уже нашли применение в различных отраслях радиоэлектроники и вычислительной техники. Оптроны используются для усиления и преобразования электрических и оптических сигналов, выполняя коммутации и другие функции. Измерителем оптрона обычно служит полупроводниковый светоизлучающий диод, в нем входной электрический сигнал преобразуется в оптический и затем передается по оптическому каналу в фотоприемник. В качестве среды оптического канала могут служить стекла, воздух, оптические клеи, волоконные световоды; приемником обычно является один из перечисленных выше полупроводниковых приборов – фотодиод, фоторезистор или фототиристор. В приемнике оптический сигнал вновь преобразуется в электрический; на выходе приемника подключаются усилители и преобразователи сигналов и другие устройства.

#### 9.4 Электроннолучевые приборы

Электронно–лучевые приборы (ЭЛП) получили широкое распространение в технике и в научных исследованиях. Они выполняют разнообразные функции преобразования электрических сигналов в световые изображения и наоборот, а также преобразования самих электрических сигналов. Для преобразования электрических сигналов используют различные физические явления, например, катодolumинесценция, окрашивание ионных кристаллов под действием электронного луча, деформация оптически преломляющих сред (рис. 9.8). Для управления электронным пучком между катодом и анодом помещают третий электрод – «модулятор».

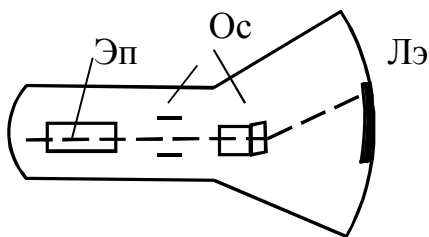


Рисунок 9.8

Регулируя напряжение на модуляторе, можно изменять силу тока в пучке электронов и его угол расхождения. Характеристики электронной пушки зависят от плотности эмиссионного тока на катоде, распределения эмиттируемых электродов по скоростям и распределения напряженности электрического поля в пушке, которая, в свою очередь, зависит от геометрии электродов и характеристик объемного заряда в межэлектродном пространстве. В пушках, применяемых для осциллографических трубок, обычно используются окисные катоды с большой эмиттирующей поверхностью, для обеспечения максимальной интенсивности электронного пучка.

Отклоняющая система представляет собой две пары пластин, на которые подается отклоняющая разность потенциалов; при этом, напряженности поля  $E$  в обоих парах взаимно перпендикулярны, так что отклонение может происходить одновременно, например, в горизонтальном и вертикальном направлениях. Если на одну из пар отклоняющих пластин подана разность потенциалов, пропорциональная некоторой произвольно изменяемой величине  $x$ , а на другую – пропорциональная величине  $y$ , зависящая от  $x$ , то след луча на экране будет описывать траекторию, отражающую функцию  $y = f(x)$  в прямоугольной системе координат.

При исследовании периодического быстропротекающего изменения некоторой величины  $y$  со временем, напряжение, пропорциональное этой величине, подается на вертикально отклоняющие пластины, а на горизонтально отклоняющие пластины подается пилообразное напряжение от специального устройства – генератора развертки. При отсутствии сигнала на  $y$  пластинах электронный луч под действием пилообразного напряжения развертки периодически пробегает от начала до конца экрана и возвращается в исходную точку. Если же на пластину  $y$  подан исследуемый периодический сигнал, то луч описывает на экране траекторию, соответствующую зависимости исследуемой величины от времени. Ясно, что если период пилообразных импульсов равен периоду исследуемого процесса или в целое число раз больше его, то изображение на экране будет устойчивым, такой режим работы осциллографа называется режимом непрерывной развертки.

Если же исследуемый процесс однократный или повторяется не периодически, то генератор развертки должен давать единичные пилообразные импульсы тогда и только тогда, когда возникает исследуемый процесс. Такой режим называется режимом ждущей развертки. Напряжение, необходимое для отклонения луча в осциллографической рубке на 1 см, составляет несколько десятков вольт и больше, поэтому в осциллографах часто применяют усилители вертикального отклонения, усиливающие исследуемый сигнал. Осциллографы снабжаются также устройствами для калибровки по амплитуде и длительности развертки, что позволяет приписать изображению на экране определенный масштаб по осям  $x$  и  $y$  (времени и исследуемой величины соответственно). Это позволяет осуществлять точное количественное исследование быстро протекающих процессов, в чем и состоит основное назначение электроннолучевого осциллографа. Для одновременного исследования нескольких процессов используются многолучевые осциллографы, содержащие несколько независимых электронных прожекторов и отклоняющих систем. Они располагаются таким образом, чтобы оси времени, вычерчиваемые каждым лучом при подаче общего напряжения временной развертки, смещены по вертикали, так что изображения отдельных процессов не перекрываются.

Действие люминесцирующего экрана осциллографической трубки основано на явлении катодолюминесценции – свечения, некоторых веществ – люминофоров – при их бомбардировке электронными пучками (катодными лучами). При торможении бомбардирующих электронов экраном их

кинетическая энергия передается люминофору, причем примерно 90 % этой энергии переходит в тепло, а остальная часть расходуется на возбуждение люминесценции и вторичную электронную эмиссию с экрана. Для возбуждения катодолюминесценции обычно достаточно энергии в несколько эВ, однако при ускоряющих напряжениях примерно до 140 В свечение экрана неустойчиво, поскольку при этом коэффициент вторичной эмиссии максимален (меньше 1), так что экран заряжается отрицательно и отталкивает электронный пучок. Поэтому на практике применяют ускоряющие напряжения 10–12 кВ и выше. При этом коэффициент вторичной эмиссии возрастает (становится больше 1), и потенциал экрана благодаря вторичным электронам автоматически приближается к потенциалу ускоряющего электрода (анода) вследствие чего яркость катодолюминесценции становится стабильной. Яркость возрастает с напряжением приблизительно по квадратичному закону. При чрезмерно высоких ускоряющих напряжениях коэффициент вторичной электронной эмиссии вновь снижается, и работа осциллографа ухудшается.

Для изготовления люминесцирующих экранов применяются многочисленные типы люминофоров. Свечение люминофора характеризуется, прежде всего, двумя наиболее важными с практической точки зрения показателями – спектром люминесценции, который определяет цвет изображения на экране и длительность послесвечения, т. е. процесса затухания люминесценции, после прекращения воздействия электронного пучка. Для визуального наблюдения экрана осциллографа наиболее удобны люминофоры, дающие желто-зеленое свечение, близкое к максимуму кривой видимости глаза (555 нм). Для фотографической регистрации осциллографического изображения лучше всего подходят синие люминофоры (в этой области лежит максимум чувствительности большинства фотографических материалов). Для наблюдения процессов со средними и высокими частотами применяют люминофоры с коротким послесвечением, а для исследования низкочастотных процессов – с длительным послесвечением (в частности двухслойные так называемые каскадные экраны). Наиболее ярким люминофором с синим свечением является  $ZnS\text{-}Ag(K\text{-}H)$ . Для получения белых экранов его часто смешивают с  $ZnS\text{-}Co/S\text{-}Ag$ , дающим желтое свечение. Используются также силикатные и вольфрамовые люминофоры, а также окислы  $CaO\text{-}Ce$ ,  $ZnO$ . Для получения длительного послесвечения используются двухслойные покрытия с 73 %  $ZnS$ : 27 %  $CdS$ : 0,004 %  $Cu$  (нижний слой) и  $ZnS$ : 0,015 %  $Ag$  (верхний слой).

Интенсивно разрабатываются и другие перспективные типы катодолюминофоров.

Электроннолучевые осциллографы имеют следующие общие органы управления:

1. Установка яркости луча (она регулируется изменением напряжения на модулирующем электроде трубки).
2. Фокусировка луча (достигается изменением напряжения на первом аноде электронного прожектора относительно второго анода).

3. Смещение луча по вертикали и горизонтали (путем подачи постоянного напряжения смещения на соответствующие пары отклоняющих пластин).

4. Управление генератором развертки.

5. Управление чувствительностью отклонения по горизонтали и вертикали (путем изменения коэффициента усиления соответствующих усилителей).

Остальные (обычно довольно многочисленные органы управления) соответствуют конкретному типу и назначению осциллографа. Для работы на сверхвысоких частотах и регистрации импульсов наносекундной длительности используют осциллографы со специальной конструкцией отклоняющей системы (импульсные осциллографы).

В телевизионных приемниках используются электронно–лучевые трубки – кинескопы; основные узлы в них те же, что и в осциллографических трубках. Вместо внутренних отклоняющих пластин обычно используется наружная электромагнитная система. Электронный пучок отклоняется в двух взаимно перпендикулярных направлениях по закону телевизионной развертки синхронно и синфазно с отклонением пучка в передающей телевизионной трубке, образуя телевизионный растр. Во время развертки интенсивность пучка изменяется в соответствии с приходящим сигналом. Яркость свечения экрана приблизительно пропорциональна интенсивности пучка, поэтому модуляция пучка позволяет точка за точкой воспроизвести передаваемое световое изображение. Частота следования отдельных кадров подбирается таким образом, чтобы обеспечивалась «слитность» изображения благодаря инерционности зрения. В цветных кинескопах экран содержит три различных люминофора, которые под воздействием электронного пучка светятся синим, красным и зеленым цветами. Обычно отдельные люминофоры располагаются на экране в виде чередующихся групп точек, размещаемых в вершинах треугольников: каждая из групп по размерам соответствует одному элементу принимаемого изображения. Зрительное ощущение цвета соответствующего участка изображения возникает в результате пространственного совмещения цветов при последовательных актах возбуждения отдельных люминофоров каждой «элементарной» группы электронным пучком, который смодулирован сигналом, соответствующим содержанию синего, красного и зеленого цветов в очередном элементе изображения. Пучок направляется на соответствующий люминофор в ходе развертки пучка путем его дополнительного смещения вблизи экрана или иными способами. Существуют и другие многочисленные системы цветного телевидения, многие из которых находятся в стадии перспективной разработки.

К рассматриваемой группе ЭЛП относятся также «знакопечатающие» трубки, которые служат для воспроизведения на экране изображений букв, цифр и других знаков. В зависимости от конструкции, различают «запоминающие», знакопечатающие трубки – «тайпотроны» и трубки «мгновенного действия» – «харектроны». В первых записанные знаки «светятся» на экране практически неограниченное время, в то время как во

вторых знак воспроизводится лишь во время воздействия «записывающего» электронного луча. Электронно-оптическая схема в обоих случаях одинакова. Электронный пучок, управляемый двумя парами отклоняющих пластин, направляется на «трафарет» – металлическую пластинку с вырезами по форме воспроизводимых знаков; после прохождения трафарета сечение пучка принимает соответствующую форму. С помощью дополнительной отклоняющей системы сформированный пучок направляется на люминесцирующий экран, где воспроизводится изображение знака. Знакопечатающие трубки применяются, в частности, в тех случаях, когда необходимо быстро воспроизводить и обновлять информацию, например, в системах посадки в крупных аэропортах, на радиолокационных станциях и т. п.

Другие ЭЛП применяются для преобразования электрических сигналов в световое изображение. Например, действие «скиатрона» основано на «окрашивании» ионных кристаллов (обычно щелочно-галоидных) при электронном облучении; «центры окраски» в кристаллах представляют собой своеобразные дефекты кристаллической структуры, возникающие при облучении кристалла. Вместо люминесцентного экрана в скиатроне экран образуется микроструктурным полупрозрачным слоем щелочно-галоидного кристалла, обычно  $KCl$ . Пучок электронов создается электронным прожектором и после прохождения отклоняющей системы попадает на экран, создавая окрашивание в определенный цвет (например, при использовании экрана из  $KCl$  след пучка на экране имеет фиолетовую окраску). Интенсивность окраски приблизительно пропорциональна плотности электронного потока и времени его воздействия на экран. Это «окрашенное» состояние экрана сохраняется очень долго. Для «обесцвечивания» экрана перед новой записью его следует подогреть тем или иным способом, причем путем регулирования степени нагрева можно сочетать процесс стирания с записью новой информации; при этом наряду с интенсивной окраской, соответствующей новым данным, сохраняется более слабый след прежней записи, что особенно удобно, например, для индикации целей в радиолокации.

Преимуществами скиатронов являются возможности накопления и длительного хранения значительного объема информации (например, при регистрации однократных процессов) и проецирования изображения на большой экран (при этом необходимая яркость обеспечивается мощным внешним источником света).

Иной принцип преобразования сигналов реализуется и в эйдофоре, предназначенном для проектирования телевизионного изображения на большой экран. Электронный прожектор создает пучок, который отклоняет по закону телевизионной развертки и попадает на сферическое металлическое зеркало, покрытое тонкой прозрачной пленкой масла. При модуляции пучка телевизионным сигналом изменяется плотность зарядов, попадающих на зеркало, и, соответственно, деформируется масляная плёнка. Лучи света от дополнительного источника (обычно – ксеноновой лампы) направляются оптической системой на зеркальные полосы и от них – на экран с масляной



плёнкой. Полоски расположены так, что если плёнка не деформирована (однородна по толщине), то лучи света отражаясь от зеркала с плёнкой, вновь попадают на зеркальные полоски и возвращаются в источник света. Если же масляная плёнка деформирована под действием модулированного электронного пучка, то отраженные от неё лучи частично проходят через щелевые зазоры между зеркальными полосками и попадают в объектив, создающий на большом проекционном экране увеличенное изображение, соответствующее характеру деформации плёнки. Это деформационное изображение изменяется при смене кадра, поскольку за время смены заряд успевает стечь с масляной плёнки, обладающей определенной электропроводностью. Электронная система прибора (прожектор, отклоняющая система и зеркало с плёнкой помещены в вакуумированную стеклянную колбу).

Рассмотрим теперь вторую группу электронно–лучевых приборов, в которых осуществляется преобразование световых сигналов (изображений) в электрические. В основе действия всех этих приборов лежит внешний или внутренний фотоэлектрический эффект. Внешний фотоэффект заключается в освобождении электронов из металлов под действием светового облучения, в то время, как при внутреннем фотоэффекте электроны становятся свободными внутри облучаемого полупроводника. Здесь рассмотрим в качестве примера лишь один типичный прибор этой группы, а именно передающую трубку – «иконоскоп» (существуют и другие разновидности этих трубок).

Электронный пучок, создаваемый электронным прожектором и управляемый наружной электромагнитной отклоняющей системой (катушками), попадает на мозаичную фоточувствительную мишень. Мишень представляет собой тонкий листок диэлектрика (слюды, 20–30 мкм), на одну сторону которого нанесено сплошное проводящее покрытие, образующее «специальную пластину», а на противоположную (обращенную к электронному пучку) – множество отдельных мелких фоточувствительных зерен (с диаметром не более 20 мкм), образующих в сочетании с сигнальной пластиной конденсатор с определенной ёмкостью.

Световое изображение направляется на эти зерна – элементарные фотоэлементы – и вызывает в них внешний фотоэффект. В результате эмиссии электронов на отдельных конденсаторах происходит накопление зарядов независимо от соседних зерен. Характер распределения зарядов определяется передаваемым изображением. Электронный пучок от прожектора поочередно обегает все элементы мишеней в соответствии с программой телевизионной развертки, заданной на отклоняющую систему. С помощью специальной системы – коллектора и соответствующей электрической схемы – распределение накопленных зарядов преобразуется в видеосигнал. Аналогичные явления лежат в основе действия более чувствительных телевизионных трубок – суперкинескопа и суперортикона. В видиконах фоточувствительная мишень представляет собой слой полупроводника, сопротивление которого зависит от интенсивности облучающего света, т. е. в основе действия этой передающей телевизионной трубки лежит внутренний

фотоэффект. Видиконы широко применяются в замкнутых телевизионных системах в промышленности, на транспорте и т. д. благодаря относительно высокой чувствительности и простоте устройства.

Рассмотрим, наконец, ЭЛП третьей группы, предназначенные для преобразования электрических сигналов в электрические сигналы иной формы. Типичным примером этих приборов является запоминающая трубка (потенциалоскоп), предназначенная для хранения (запоминания) и преобразования электрических сигналов. Устройство такой трубки обладает некоторым сходством с рассмотренным выше иконоскопом. Помимо электронного прожектора (одного или нескольких) и отклоняющей системы обязательным её элементом является накопительная мишень. Обычно она представляет собой тонкий слой (листок) диэлектрика на сплошной или сетчатой проводящей подложке, которая называется сигнальной пластиной. По существу мишень может быть представлена как совокупность большого количества независимых элементарных конденсаторов, одной из обкладок для которых служит сигнальная пластина (общая обкладка), а другой – участок поверхности диэлектрика, равный по площади сечению электронного пучка. На каждом из этих конденсаторов может иметь место накопление зарядов с запоминаемым сигналом, который затем может быть считан с них.

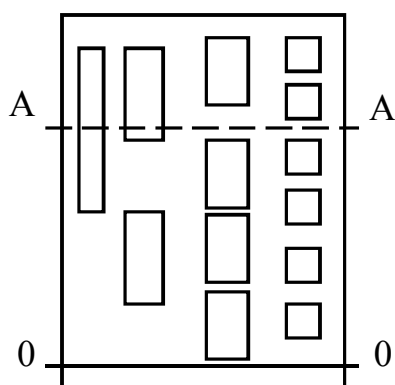


Рисунок 9.9

Существует значительное количество разновидностей запоминающих трубок, которые применяются в устройствах для запоминания и хранения информации, представленной в виде кодов, главным образом, в цифровых вычислительных машинах. К этому же типу ЭЛП относятся кодирующие трубки, служащие для преобразования электрического сигнала с непрерывным амплитудным спектром (например, речевого сигнала) в дискретную форму, в частности, для целей кодовой импульсной модуляции. Как и всякий ЭЛП, копирующая трубка содержит

электронный прожектор и отклоняющие пластины. Кроме того, в число основных её элементов входит экран с отверстиями прямоугольной формы (рис. 9.9). В кодирующих трубках последовательного действия электронный пучок с круглым поперечным сечением отклоняется преобразуемым сигналом, который подается на вертикальные отклоняющие пластины, от нулевого уровня (0-0) до некоторого уровня (А-А), соответствующего амплитуде сигнала. При отклонении в горизонтальном направлении пучок движется по линии (А-А) и встречает на пути прозрачные и непрозрачные участки экрана. За экраном расположен коллектор, собирающий пучок электронов, прошедший через отверстия в экране. Отсутствие тока в цепи коллектора соответствует цифре 0, а наличие тока – цифре 1 в двоичной системе.

Таким образом, при горизонтальном движении электронного пучка в цепи коллектора возникает последовательность импульсов, соответствующих

двоичному числу, представляющему кодированное выражение соответствующей амплитуды сигнала. Например, на рисунке 9.9 уровень А-А соответствует числу  $1011 = 11$  в десятичной системе. Каждый следующий дискретно различимый уровень отличается от предыдущего на одну двоичную единицу. В кодирующих трубках «параллельного» действия электронный пучок имеет «ленточную» форму и перекрывает одновременно точки экрана по всей линии А-А. В таких трубках за каждым столбцом отверстий располагают независимый коллектор. В цепях коллекторов одновременно регистрируются сигналы «0» или «1», которые соответствуют отдельным разрядам двоичного числа. Возможны и другие расположения отверстий в экране кодирующей трубки, соответствующие иным принципам кодирования.

Для распределения сигналов по многим каналам, а также синтеза сигналов, поступающих по этим каналам, служат так называемые «электронные коммутаторы».

В простейшем коммутаторе с электронным пучком круглого сечения отклоняющая система направляет пучок поочередно на металлические пластины – «ламели», расположенные в определенном порядке (например, по окружности) и соединенные с входными цепями каналов. Управление током пучка осуществляется путем изменения потенциала управляющего электрода прожектора. В более современных коммутаторах электронный пучок имеет «ленточное» сечение (он создается цилиндрическим катодом) и поочередно направляется на выходные пластины с помощью «бегущего» электрического или магнитного поля. В разновидности такого электронного коммутатора – «трохотрона» – формирование и переключение пучка осуществляется совместным действием взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей. При этом электроны движутся по трохоидам или «укороченным циклоидам», кривым, которые описывает точка, лежащая внутри круга, который катится без скольжения по прямой линии, потенциал которых близок к потенциалу катода. Электрическое поле образуется между отрицательным (относительно катода) направляющим электродом («рельсом») и совокупностью положительных электродов – анода, выходных пластин и переключающих электродов – «лопаток». Изменением потенциала лопаток можно управлять выходом электронного пучка по соответствующему каналу. Трохотроны применяются в качестве делителей частоты, устройств для смещения сигналов из многих каналов в одном, а также используются в быстродействующих устройствах для счета импульсов и в коммутаторах двоичных чисел.

Существуют также электронно–лучевые приборы, действие которых основано на иных принципах. Например, для преобразования радиолокационных изображений в телевизионные и других аналогичных применений применяются запоминающие трубки – «графеконы» – с двумя электронными пучками, которые отклоняются по различным законам. В основе их действия лежит явление «электронно-возбужденной» проводимости, которое заключается в изменении сопротивления тонких диэлектрических пленок при

их облучении потоком электронов, энергия которых достаточна для проникновения через всю толщу диэлектрика. Это явление обусловлено ионизацией диэлектрика и может на несколько порядков величины превышать электропроводность материала диэлектрика. После прекращения облучения первоначальные свойства диэлектрика восстанавливаются. Если между обеими сторонами пленки поддерживать постоянную разность потенциалов, то при облучении через неё протекает ток, который может в десятки и сотни раз превышать ток облучения. Детальное описание действия этих и других многочисленных электроннолучевых приборов содержится в обширной специальной литературе.

Рассмотренные выше в этой главе типичные электронные приборы и устройства применяются во многих областях техники и науки, в быту и т. д. Особенно перспективными областями применения электроники на современном этапе является вычислительная техника и автоматика, образующие основу технического перевооружения всего народного хозяйства в эпоху научно-технической революции. Поэтому в заключение этой книги мы рассмотрим некоторые ключевые моменты современной автоматики и роль электронных приборов и устройств в её развитии; вычислительная математика и техника в современных инженерных вузах изучаются в самостоятельных курсах.

## **9.5 Элементы автоматики**

Успехи электроники лежат в основе фундаментального процесса в области автоматики – отрасли науки и техники, связанной с созданием систем управления, действующих без непосредственного участия человека. Автоматика является неотъемлемой частью современной цивилизации и основой научно-технического прогресса в будущем. Мир автоматов чрезвычайно разнообразен. Автоматы осуществляют технологические процессы и в то же время контроль над их протеканием, производят торговые операции, управляют атомными электростанциями и искусственными спутниками Земли, осуществляют сбор и переработку информации и т. д. Принципы и средства передачи команд управления на значительные расстояния образуют специальную отрасль науки и техники – «телемеханику». Во всех системах автоматического управления используются современные электронные приборы и устройства, в том числе и рассмотренные выше.

Особую роль играет автоматика на производстве – передача производственных, контрольных и управленческих функций, ранее выполнявшихся человеком, автоматическим приборам и устройствам. Автоматика является генеральной линией технического прогресса в эпоху научно-технической революции.

Внедрение автоматики на производстве ведет к повышению его эффективности и качества готовой продукции, а также создает большой социальный эффект, позволяя значительно улучшить условия труда.

«Частичная» автоматизация производственных процессов осуществляется в тех случаях, когда управление процессами в силу их сложности или быстроты протекания начинает превышать естественные возможности человека. Типичным примером является автоматизация управленческих работ. Увеличение масштабов и ускорение темпов современного производства обусловит значительные усложнения задач планирования, контроля и управления производством. Современное предприятие – огромный и сложный механизм, части которого находятся в тесной взаимосвязи. Нарушение нормальной работы какого-либо из многочисленных звеньев этого механизма приводит к трудно контролируемым последствиям, если их своевременно не обнаружить и устранить. Управление предприятием связано также с очень значительным объемом вычислительных работ – инженерно-конструкторских и экономических расчетов. При этом важна не только количественная, но и качественная сторона дела – повышение оперативности управления, точности расчетов и т. д. Этим обусловлена необходимость внедрения современных средств автоматики и вычислительной техники в управление производством и создание единой системы автоматизированного управления – системы «человек и машина».

«Комплексная» автоматизация охватывает все основные производственные функции предприятия – участки, цеха, заводы, электростанции и т. д., которые при этом действуют как единый автоматизированный комплекс. Человек на таком предприятии выполняет функции общего контроля и управления работой комплекса. Такая автоматизация становится возможной лишь на определенном уровне развития технологии и методов управления производством.

Высшей ступенью автоматизации является полная автоматизация, при которой все функции управления и контроля комплексно-автоматизированным производством осуществляются системой автоматического управления (САУ). Целесообразность внедрения такой системы на производстве определяется его рентабельностью, устойчивостью и стабильностью режима (возможные отклонения легко поддаются учету). Кроме того, полная автоматизация осуществляется, когда условия производства опасны для жизни и здоровья человека (например, на атомных электростанциях).

Автоматизация производства ведет к ускорению прогресса народного хозяйства в целях наиболее полного удовлетворения потребностей всех членов общества, созданию обилия материальных и культурных ценностей и постепенному стиранию различий между физическим и умственным трудом при полной занятости всех людей. В современных технически развитых странах автоматизация внедряется во все сферы народного хозяйства. Однако эффективность автоматизации в той или иной области зависит от ряда факторов. Наибольшую экономическую выгоду дает автоматизация непрерывных и циклически протекающих процессов. Такие процессы особенно распространены в современном машиностроении и металлургическом производстве, в котором автоматизация достигла весьма высокого уровня. Так,

в доменном производстве автоматизированы многие основные процессы, причем все параметры доменных процессов контролируются и регулируются автоматически, при широком использовании ЭВМ для управления тепловым режимом домы. В мартеновских печах осуществляется автоматическая стабилизация расхода газов (соотношения топливо-воздух) и автоматическое реверсирование пламени. Конверторы оснащаются системами автоматического регулирования давления и расхода кислорода и автоматического управления тепловым режимом, что ведет к его оптимизации и повышению точности состава плавок. Оптимизации процесса способствует также автоматический контроль состава, с помощью спектрального анализа «автоматическими квантометрами» непосредственно у печей. Анализ и обработка данных с применением вычислительной техники позволяет оперативно воздействовать на параметры процесса плавки, что обеспечивает значительное повышение выплавляемого металла.

В современном машиностроении автоматизируются многие сложные и трудоемкие операции – складирование и транспортировка, входной контроль, резка и раскрой листового материала, установка и фиксация заготовок в станках, замена инструмента и т. д., а также операции регулирования и контроля режимов обработки деталей. Созданы станки – автоматы с программным управлением, автоматические поточные линии с электрическими, пневматическими, гидравлическими и комбинированными системами управления.

Очень важное значение имеет минимизация производственных отходов и непроизводительных затрат энергии и времени, что достигается зачастую только при автоматизации производства. Автоматизация позволяет совмещать различные процессы (термообработка, литье, пластическое деформирование и другие виды обработки и сборки) с процессами транспортировки и контроля при непрерывном производстве. С другой стороны возможности автоматизации расширяются в результате появления новых электрофизических и электрохимических методов обработки, новых электротехнологических процессов, например, нагрева и плавления плазменными потоками и электронными лучами, термообработки деталей в высокочастотных электромагнитных полях, использование электрогидравлического эффекта, сильных электрических и магнитных полей и т. д.

Большое значение имеет автоматизация сборочных процессов при производстве машин, аппаратов и приборов. При этом унифицируются детали и узлы, и достигается высокая степень их воспроизводимости. В этом отношении прогрессивны модульные конструкции, печатные электрические схемы, неразъемные соединения – запрессовка, склеивание и холодная сварка и т. д.

Методы автоматизации все шире внедряются в приборо- и аппаратостроении, электро- и радиотехнической промышленности. Здесь автоматизированы обмоточные и изоляционные работы, производство радиодеталей, электронных ламп, печатных плат, многочисленные полупроводниковые приборы и т. п.

Автоматизируются на энергетических установках гидро-, тепло- и атомных электростанций. Автоматически регулируются частота, напряжение, мощность и другие параметры вырабатываемой электроэнергии. Автоматически осуществляются пуск и остановка агрегатов по заданному графику, обеспечивается защита при аварийных ситуациях, достигается централизованный диспетчерский контроль и т. д. Полностью автоматизированы на атомных электростанциях работы ядерных реакторов, осуществляется регулирование в автоматическом режиме работы энергоблоков, ряд монтажных и ремонтных работ на АЭС.

Автоматизация осуществляется и на предприятиях химической, нефтехимической и газовой промышленности. Так, автоматизированы процессы подачи и дозирования химического сырья и реагентов, контроль химических реакций, транспортировка готовой продукции, пуск и остановка компрессорного оборудования, регулирование теплообменников и т. д. При этом используются разнообразные механические, тепловые, пневматические и другие датчики, преобразующие неэлектрические величины (температуру, давление, расход газа, жидкости, концентрация реагентов и т. п.) в электрические сигналы. Особое значение приобретают вопросы автоматизации при производстве взрывчатых веществ, ракетного топлива, высокотоксичных химикатов. Это относится к горно-шахтным работам и ряду других пожаро- и взрывоопасных работ.

Большое значение приобретает внедрение автоматизации для управления транспортными системами. При этом достигаются оптимальные режимы движения транспортных средств, механизации погрузочно-разгрузочных работ, процессов сортировки транспортных объектов, документации и т. д., повышается безопасность движения.

Техническую основу различных автоматических систем образуют автоматы – самостоятельно действующие отдельные устройства или совокупность, выполняющие операции сбора, переработки, передачи и приема информации, преобразования энергии, обработки материалов и т. д. без непосредственного участия человека. Автоматы бывают по конструкции, назначению весьма многообразными. Различают технологические автоматы, предназначенные для выполнения тех или иных производственных операций, энергетические автоматы, выполняющие функции регулирования и контроля работы энергетического оборудования и энергосетей, транспортные автоматы для управления функционированием различного вида транспортных систем, торговые и бытовые автоматы, по виду используемой энергии различают механические, гидравлические, электрические, электронные и комбинированные. Последовательность и виды операций, выполняемых автоматами, обычно задаются программой, которая может быть введена в автоматизированную систему тем или иным способом. Существуют самонастраивающиеся автоматы, обладающие способностью запоминать, обобщать, корректировать ход тех или иных операций. Они имеют датчики и устройства обратной связи, реагирующие на те или иные изменения режимов и

условий функционирования автомата.

Значительна роль автоматики в освоении космоса. Космические корабли имеют на борту сложную автоматическую систему управления работой двигателей, корректировкой курса, выполнения различных исследовательских программ.

В будущем перспективы развития автоматики неограниченны, появятся крупные автоматизированные предприятия, будут функционировать автоматизированные агрегаты, так называемые роботы, которые заменят человека на трудных и опасных видах работ. Автоматические устройства будут использоваться для изучения недр земли, морских глубин и космоса.



*Навчальне видання*

**НАМІТОВКОВ Кемаль Кадирович**

***КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ***

## **З ТЕХНІЧНОЇ ФІЗИКИ**

**(ТОМ II. ЕЛЕКТРИКА ТА МАГНЕТИЗМ)**

*(для вищих технічних навчальних закладів)*

(Рос. мовою)

Відповідальний за випуск *В. Ф. Харченко*

Редактор *О. В. Михаленко*

Комп'ютерний набір і верстання *Т. Ю. Четверякова*

Дизайн обкладинки *Т. А. Лазуренко*

Підп до друку 06.03.2017 р.  
Друк на ризографі  
Тираж 50 прим.

Формат 60x84/16  
Ум. друк. арк. 27,6  
Зам. №

Видавець і виготовлювач:

Харківський національний університет міського господарства імені О. М. Бекетова,  
вул. Маршала Бажанова, 17, Харків, 61002  
Електронна адреса: [rectorat@kname.edu.ua](mailto:rectorat@kname.edu.ua)  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи:  
ДК № 5328 від 11.04.2017 р.